

UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES DER
FORMANISOTROPIE EINES MAGNETISIERBAREN KÖRPERS
AUF DIE RICHTUNG
SEINER THERMOREMANENTEN MAGNETISIERUNG

Kurt Schurr

Untersuchung des Einflusses der
Formanisotropie eines magnetisierbaren Körpers
auf die Richtung seiner thermoremanenten Magnetisierung

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Fakultät für Geowissenschaften
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt
von
Kurt Schurr
28. Juli 1986



drucken + binden
gmbh
Schellingstraße 23
8000 München 40

Tel. 0 89 / 28 44 45

1. Berichterstatter: Prof. Dr. H.C. Soffel

2. Berichterstatter: Prof. Dr. N. Petersen

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 1986

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
2. Modell zur "magnetischen" Brechung.....	8
2.1 Allgemeine Bemerkungen.....	8
2.2 "Magnetische" Brechung in einer (paramagnetischen) Halbkugelschale.....	9
2.3 Diskussion der "magnetischen" Brechung in den Böden archäologischer Öfen.....	20
3. Experiment zur "magnetischen" Brechung.....	22
3.1 Zusammensetzung und Behandlung der "Modellöfen".....	22
3.2 Beprobung der Schalen der "Modellöfen".....	24
3.3 Beprobung der Bodenplatten.....	26
3.4 Meßergebnisse.....	26
4. Untersuchung magnetischer und struktureller Eigenschaften der Remanenzträger.....	42
4.1 Messung der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität bei Raumtemperatur.....	42
4.2 Messung der Richtungsanisotropie der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität bei Raumtemperatur.....	43
4.3 Messung der Temperaturabhängigkeit der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität.....	47
4.4 Messung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung.....	48
4.5 Identifikation der Remanenzträger und Bestimmung ihrer Gitterkonstanten.....	51
4.6 Mößbauer-Spektroskopie.....	53
4.7 Rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahmen.....	54
5. Diskussion der Ergebnisse.....	58

6. Zusammenfassung.....	72
Anhang.....	76
Literaturverzeichnis.....	82
Danksagung.....	85
Lebenslauf.....	86

Verzeichnis der wichtigsten verwendeten Symbole und Abkürzungen

Als Maßsystem wurde in der vorliegenden Arbeit das SI-System verwendet. Wenn also Werte nicht ausdrücklich anders gekennzeichnet sind, so handelt es sich um SI-Werte.

Symbol	Größe	SI-Einheit	cgs-Einheit
B	magnetische Induktion	T(esla)	G
H	Magnetfeld	A/m	Oe
J	Magnetisierung	A/m	G
σ	spezifische Magne- tisierung	Am ² /kg	Gcm ³ /g
NRM	natürliche remanente Magnetisierung	A/m	G
TRM	thermoremanente Magnetisierung	A/m	G
k	Volumensuszepti- bilität	dimensionslos	dimensionslos
μ	magnetische Permeabilität	dimensionslos	dimensionslos
P	Anisotropiegrad der Suszeptibilität	dimensionslos	dimensionslos
N	Entmagnetisierungs- faktor	dimensionslos	dimensionslos
p	Volumenanteil mag- netischer Teilchen in einer Probe	dimensionslos	dimensioslos

The following table shows the results of the experiments conducted on the 10th of May 1900. The results are given in the form of a table, the columns of which are headed by the names of the experiments, and the rows by the names of the substances used. The results are given in the form of a table, the columns of which are headed by the names of the experiments, and the rows by the names of the substances used.

Experiment	Substance	Result
1	Water	100
2	Alcohol	100
3	Acetic acid	100
4	Hydrochloric acid	100
5	Sulphuric acid	100
6	Nitric acid	100
7	Phosphoric acid	100
8	Silicic acid	100
9	Carbonic acid	100
10	Hydrofluoric acid	100
11	Formic acid	100
12	Butyric acid	100
13	Valeric acid	100
14	Caproic acid	100
15	Caprylic acid	100
16	Capric acid	100
17	Undecylenic acid	100
18	Dodecyl acid	100
19	Tridecyl acid	100
20	Myristic acid	100
21	Palmitic acid	100
22	Stearic acid	100
23	Myristic acid	100
24	Palmitic acid	100
25	Stearic acid	100

1. Einleitung

Die thermoremanente Magnetisierung (TRM) ferrimagnetischer Mineralien ist das wohl am besten untersuchte und wichtigste Phänomen im Bereich des Gesteinsmagnetismus.

Dieser Umstand beruht auf der Tatsache, daß die TRM der in einem Gestein enthaltenen Mineralien die Eigenschaft besitzt, diejenige Richtung und Intensität des Magnetfeldes zu konservieren, dem das Gestein während der Bildung der TRM ausgesetzt war. Dies gilt jedoch nur mit gewissen Einschränkungen.

Diese Einschränkungen, vor allem die Konservierung der Richtung betreffend, sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit und werden im Hinblick auf archäomagnetische Untersuchungen behandelt, obwohl sie, und das soll gleich an dieser Stelle deutlich gemacht werden, natürlich genauso für paläomagnetische Untersuchungen gelten.

Genaugenommen wird nicht die Richtung des äußeren Magnetfeldes konserviert, sondern die Richtung des Magnetfeldes im Inneren des Gesteins. In der Regel wird a priori angenommen, daß diese beiden Richtungen identisch sind, das heißt, der Effekt der Formanisotropie wird aufgrund geringer scheinbarer Suszeptibilitäten vernachlässigt. Diese Annahme ist jedoch sehr gefährlich, da sie unter Umständen Fehlinterpretationen zur Folge hat, die gerade bei der Rekonstruktion der Säkularvariation und noch mehr bei einer ihrer Anwendungen, der archäomagnetischen Datierung (Aitken, 1974; Bucha, 1971; Thellier, 1981), erhebliche Ausmaße annehmen können. So kann zum Beispiel ein Fehler von 5° in der Bestimmung der Inklination des Archäo-Magnetfeldes einen Datierungsfehler von ein bis zwei Jahrhunderten verursachen.

Schon zu Beginn dieses Jahrhunderts, als die magnetischen Eigenschaften metallischer Werkstoffe an Bedeutung für Industrie und Technik gewannen, wurden Wissenschaftler und Techniker mit dem Effekt der Selbst-Entmagnetisierung (oder Formanisotropie) konfrontiert, der die Messung magnetischer Materialeigenschaften erschwert. Er verhindert, daß die Richtung des Magnetfeldes im Inneren eines Körpers identisch ist mit der Richtung des Magnetfeldes, dem der Körper ausgesetzt wird, und er bewirkt gleichzei-

tig eine Erniedrigung des letzteren. Entscheidenden Einfluß darauf, wie die Magnetfelder innerhalb und außerhalb voneinander abweichen, haben die Form und die magnetische Suszeptibilität bzw. Permeabilität des Körpers, sowie die Richtung des äußeren Magnetfeldes in Bezug auf die Körperoberfläche.

Im folgenden sollen die Überlegungen, die zur Vorstellung über den Effekt der Selbst-Entmagnetisierung führen, kurz erläutert werden: ein Körper mit der magnetischen Permeabilität μ ($\mu > \mu_0$) erwirbt in einem äußeren Magnetfeld eine Magnetisierung. Diese Magnetisierung hat ihrerseits eine entmagnetisierende Wirkung auf das Magnetfeld im Innenraum des Körpers, deren Stärke bei allen Körpern, außer der Kugel, mit der Richtung variiert.

Wenn diese Richtungsabhängigkeit bekannt ist, kann das entmagnetisierte oder wahre Magnetfeld berechnet werden:

$$H_w = H_a - N \cdot J \quad (1. 1)$$

mit H_w ... wahres Magnetfeld, H_a ... äußeres Magnetfeld

N ... (richtungsabhängiger) Entmagnetisierungsfaktor,

J ... Vektor-Summe aus induzierter und remanenter Magnetisierung des betrachteten Körpers.

Gleichzeitig gilt aber auch:

$$J = k \cdot H \quad (1. 2)$$

mit k ... isotrope Material-Volumenssuszeptibilität. Somit gilt für die Magnetisierung eines Körpers:

$$J = k \cdot H_w = k \cdot (H_a - N \cdot J) \quad (1. 3)$$

Gleichung (1.3) läßt sich auch schreiben als:

$$J = k \cdot H_a / (1 + N \cdot k) \quad (1.4)$$

Wenn also das Produkt $N \cdot k$ nicht sehr viel kleiner als 1 und für verschiedene Richtungen unterschiedlich groß ist, so folgt daraus in der Regel, daß die Magnetisierung nicht mehr parallel zu H_a ist.

Für den 2-dimensionalen Sonderfall einer Grenzfläche, die 2 Schichten mit verschiedenen Permeabilitäten trennt (Abb. 1.1), gilt:

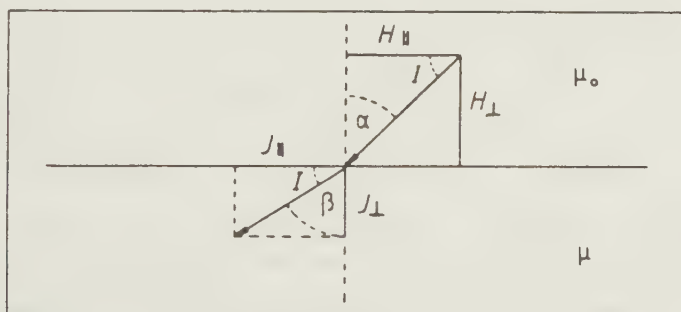


Abb. 1.1 erläutert die Beziehungen zwischen einem Magnetfeld, das eine Grenzfläche zwischen zwei Schichten mit verschiedenen Permeabilitäten durchsetzt ($\mu_1 = \mu_0$, $\mu_2 = \mu$), und der dabei entstehenden Magnetisierung in der unteren Schicht (μ_2). I : Inkliniation des äußeren Magnetfeldes bzw. der Magnetisierung, $\parallel$ und $\perp$: Indizes für Parallel- bzw. Senkrecht-Komponenten der Magnetisierung und des äußeren Magnetfeldes.

$$\tan(\alpha) = H_{\parallel} / H_{\perp} \quad (1.5) \quad \text{und} \quad \tan(\beta) = J_{\parallel} / J_{\perp} \quad (1.6)$$

sowie wegen der entmagnetisierenden Wirkung von $N \cdot J$:

$$J_{\parallel} = k \cdot (H_{\parallel} - N_{\parallel} \cdot J_{\parallel}) \quad (1.7) \quad \text{und} \quad J_{\perp} = k \cdot (H_{\perp} - N_{\perp} \cdot J_{\perp}) \quad (1.8)$$

der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Grenzfläche ist eins ($N_{\perp} = 1$) und der Entmagnetisierungsfaktor parallel zur Grenzfläche ist null ($N_{\parallel} = 0$).

Damit wird:

$$J_{\parallel} = k \cdot H_{\parallel} \quad (1.7a)$$

und

$$J_{\perp} = k \cdot H_{\perp} / (1+k) \quad (1.8a)$$

Jetzt lassen sich die Gleichungen (1.5) und (1.6) verknüpfen zu:

$$J_{\parallel} / J_{\perp} = \tan(\beta) = (k \cdot H_{\parallel} / k \cdot H_{\perp}) \cdot (1+k) \quad (1.9)$$

$$\text{oder mit (1.5) und:} \quad \mu = 1+k \quad (1.10)$$

$$\tan(\beta) = \mu \cdot \tan(\alpha) \quad (1.11)$$

Gleichung (1.11) wird auch "magnetisches" Brechungsgesetz genannt.

Damit ist gezeigt, daß der Effekt der "magnetischen" Brechung identisch mit dem Effekt der Selbst-Entmagnetisierung ist.

Verfolgt man das Konzept der Selbst-Entmagnetisierung konsequent weiter, so wird ersichtlich, daß die bisher für einen makroskopischen Körper entwickelten Gesetzmäßigkeiten natürlich auch für jedes mikroskopische Erzkorn gelten. Das heißt, wenn wir uns die untere Schicht in Abb. 1.1 aus einer unmagnetischen Matrix und einem Volumenanteil p , bestehend aus kleinen magnetischen Kügelchen zusammengesetzt denken, so gilt für die Magnetisierung jedes Korns (J_k), da ja N_k für Kugeln in allen Richtungen gleich groß ist:

$$J_k = k_k \cdot H_e / (1+N_k \cdot k_k) \quad (1.12)$$

Das Verhältnis $k_k / (1+N_k \cdot k_k)$ wird als scheinbare Suszeptibilität des Korns (k_{ks}) bezeichnet:

$$k_{ks} = k_k / (1+N_k \cdot k_k) \quad (1.13)$$

Die Magnetisierung der unteren Schicht (J_s) kann bei Vernachlässigung paramagnetischer Anteile angenähert werden durch:

$$J_s = p \cdot J_k \quad (1.14)$$

Wenn man die entmagnetisierende Wirkung der Magnetisierung der Schicht oder der Probe, die man betrachtet, vernachlässigt, kann man auch schreiben:

$$J_s = k_{ss} \cdot H_s \quad (1.15)$$

mit: $k_{ss} = p \cdot k_k \quad (1.16)$

Der nächste Schritt in der Ableitung des "magnetischen" Brechungsgesetzes für die Schicht, die den Volumenanteil p an magnetischen Kügelchen enthält, wäre nun also die Glgn. (1.14) und (1.15) in Glg. (1.9) einzusetzen. Damit würde sich folgende Beziehung ergeben:

$$J_{s\parallel} / J_{s\perp} = \tan(\beta) = (k_{ss} \cdot H_{\parallel} / k_{ss} \cdot H_{\perp}) \cdot (1 + k_{ss}) \quad (1.17)$$

Mit dieser Gleichung (1.17), bzw. der darin verwendeten scheinbaren Suszeptibilität k_s wurde bisher in einigen Arbeiten der Einfluß der Entmagnetisierung auf die Richtung der TRM abgeschätzt, so zum Beispiel bei Uyeda et al. (1963) und Stacey & Banerjee (1974). Würde diese Abschätzung zutreffen, so wäre der Einfluß der Selbst-Entmagnetisierung auf die TRM-Richtung begrenzt. Der Grenzwert der Richtungsabweichung ließe sich mit (1.17) berechnen, indem die scheinbare Suszeptibilität durch p/N ersetzt würde, also mit ihrem Grenzwert für eine sehr hohe innere (oder wahre) Suszeptibilität.

Dies scheint aus physikalischer Sicht nicht ganz verständlich zu sein - aber es ist auch kaum zu erwarten, daß man einen Effekt mit einer Formel berechnen kann, wenn bei der Herleitung dieser Formel der betreffende Effekt schon vernachlässigt wurde.

Andere Autoren, so z.B. Strangway (1961), Vogt (1969) und Coe (1979), versuchen die Tatsache zu berücksichtigen, daß die

TRM, also die remanente Magnetisierung, zum Teil erheblich höher als die induzierte Magnetisierung ist. Da bei der Abschätzung des Selbst-Entmagnetisierungseffektes beide Anteile der Magnetisierung (remanenter und induzierter) berücksichtigt werden müssen, führen sie eine sogenannte TRM-Suszeptibilität ein, die sich nach folgender Formel berechnet:

$$K_{TRM} = (TRM/H) \cdot (J_{SB}/J_{SR}) \quad (1.18)$$

Dabei ist J_{SB}/J_{SR} das Verhältnis der Sättigungsmagnetisierung bei der Blockungstemperatur zur Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur.

Auch dieser Ansatz konnte letztendlich die beobachtete Streuung der TRM-Richtung nicht vollständig erklären. Ein Grund dafür mag wohl sein, daß Coe (1979) zur experimentellen Bestätigung seiner Überlegungen dünne Scheibchen aus Magnetit verwendete, obwohl dafür eine analytische Berechnung der TRM-Abweichung nicht möglich ist. Leider berichtet er jedoch nichts darüber, wie die von ihm theoretisch erwartete Abweichung berechnet wurde.

Die neuesten Untersuchungen zu diesem Problem bringen ebenfalls keine vollständige Klarheit (Tarling, Hammo und Downey 1986). Neben äußerst vernünftigen Vorschlägen zur Beprobung archäologischer Strukturen wird gemutmaß, daß der Einfluß der "magnetischen" Brechung geringer sei als bisher angenommen. Als Begründung für diese Mutmaßung wird unter anderem eine fehlende Korrelation der TRM-Abweichung mit der TRM-Intensität angeführt. Tarling et al. (1986) konnten dort, wo die Abweichung der TRM-Richtung am größten war, nur eine geringere TRM-Intensität messen als an anderen, weniger beeinflussten Stellen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit führen zu einer neuen und von einigen Autoren wahrscheinlich unerwarteten Vorstellung über den Einfluß der Formanisotropie auf die TRM-Richtung. Viele der bisher in diesem Zusammenhang beobachteten Phänomene können hinreichend erklärt werden, so z.B. die bereits angesprochene, scheinbar fehlende Korrelation zwischen der Intensität der Richtungsabweichung der TRM von der Richtung des Erdmagnetfeldes und der Intensität der TRM.

An dieser Stelle soll dem Leser ein kleiner Ausblick auf den Inhalt und die Ergebnisse der einzelnen Kapitel gegeben werden.

In Kapitel 2 wird der Einfluß der Formanisotropie auf die Richtung des inneren Magnetfeldes anhand eines analytischen Modells für einen "Experimentierofen" berechnet. Die Ergebnisse der Modellrechnung lassen aufgrund der Systematik der berechneten Streuung des inneren Magnetfeldes vermuten, daß die Formanisotropie als Hauptursache für die beobachtete Streuung der TRM in archäologischen Öfen betrachtet werden kann.

Diese Vermutung wird in Kapitel 3 durch Experimente an zwei halbkugelförmigen Tonschalen und zwei runden Tonplatten qualitativ bestätigt.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Messung wichtiger magnetischer Parameter vorgestellt die, nach einer erneuten kurzen theoretischen Betrachtung in Kapitel 5, eine quantitative Korrelation zwischen Modellrechnung und Experiment erlauben.

Letztendlich werden in Kapitel 5 die Remanenzträger diskutiert und darauf aufbauend eine Möglichkeit vorgestellt, die gesuchte Richtung des Erdmagnetfeldes anhand der thermischen Entmagnetisierung von einzelnen Proben zu ermitteln.

2. Modell zur "magnetischen" Brechung

2.1 Allgemeine Bemerkungen

Das Modell muß im wesentlichen drei Forderungen genügen:

- a) die Modellrechnung sollte auf analytische Art und Weise durchzuführen sein.
- b) das Modell muß anhand eines Labor- oder Feldexperiments nachvollzogen werden können.
- c) die Systematik der "magnetischen" Brechung sollte auf die natürlichen Verhältnisse übertragbar sein, d.h. die Form des Modellkörpers sollte der Form von Töpferöfen nahekommen.

Diese Forderungen werden hinreichend durch die Modellrechnung für eine Halbkugelschale erfüllt:

Zu a): Anhand der Kugelflächenfunktionen kann das magnetische Skalarpotential für eine paramagnetische Kugelschale, die sich im Erdmagnetfeld befindet, angegeben werden und daraus die Richtung des Magnetfeldes im Hohlraum, in der Wand und im Außenraum der Kugelschale berechnet werden.

Zu b): Das Modell kann im Labor mit Halbkugelschalen aus Ton, die in einem unmagnetischen Ofen gebrannt werden, realisiert werden.

Zu c): Mit dem Modell für eine Halbkugelschale wird auch die Systematik der "magnetischen" Brechung in einem unendlich langen Hohlzylinder erfasst, wenn man die spezielle Lösung für das Potential der Äquatorfläche verwendet. Damit kann die magnetische Brechung für die gebräuchlichsten Ofenformen berechnet werden.

Eine gesonderte Modellrechnung für den Boden eines Ofens oder für eine Feuerstelle wird nicht durchgeführt. Der Einfluß der "magnetischen" Brechung in diesen Strukturen wird qualitativ im Abschnitt 2.3 angegeben.

2.2 "Magnetische" Brechung in einer (paramagnetischen) Kugelschale

Eine Kugelschale (siehe Abb. 2.2.1) aus einem Material mit der magnetischen Permeabilität μ ($\mu > \mu_0$) mit dem Innenradius a und dem Außenradius b befindet sich im vorher konstanten und homogenen Erdmagnetfeld.

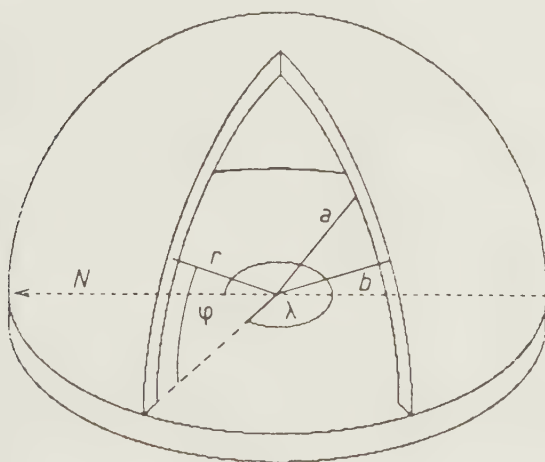


Abb.2.2.1 Kugelschale im Erdmagnetfeld; a, b ...Innen-, Außenradius. r ...Entfernung des Aufpunktes zum Mittelpunkt. λ, φ ...Länge, Breite. Die Halbkugelschale mit der Bodenplatte steht genau waagrecht, d.h. das Erdmagnetfeld bildet mit dem Lot auf die Platte den Winkel $(90-I)^\circ$.

Es gilt, die magnetische Induktion $\underline{B}$ und das Magnetfeld $\underline{H}$ an jedem Ort im betrachteten Raum zu berechnen, insbesondere im Bereich der Wand ($a \leq r \leq b$).

Werden keine elektrischen Ströme induziert, so läßt sich das Magnetfeld $\underline{H}$ aus einem magnetischen Skalarpotential Φ_M ableiten:

$$\underline{H} = -\text{grad } \Phi_M \quad (2.1)$$

Weiter wird die Maxwell-Gleichung:

$$\text{div } \underline{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{mit:} \quad \underline{B} = \mu \cdot \underline{H} \quad (2.3)$$

$$\text{zu:} \quad \text{div } \underline{H} = 0 \quad (2.4)$$

und das Potential Φ_M muß an jedem Punkt im Raum der Laplace-Gleichung:

$$\text{div grad } \Phi_M = 0 \quad (2.5)$$

genügen. Dabei muß das Potential Φ_M eine Funktion des Radius r , der Länge λ und der Breite φ sein:

$$\Phi_M = \Phi_M(r, \lambda, \varphi) \quad (2.6)$$

Die allgemeine Lösung der Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten ist durch die Kugelflächenfunktionen:

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \Psi_n^m \quad (2.7)$$

gegeben mit:

$$\Psi_n^m = R(r) \cdot \Lambda(\lambda) \cdot \Phi(\varphi) \quad (2.8)$$

oder:

$$= (A \cdot r^n + B \cdot r^{-(n+1)}) \cdot (K \cdot \cos(m \cdot \lambda) + L \cdot \sin(m \cdot \lambda)) \cdot T_n \quad (2.8a)$$

wobei n, m Ordnung bzw. Grad der Kugelflächenfunktionen angeben.

Die Lösungsansätze für die einzelnen Bereiche des betrachteten Aufpunktes lauten:

außerhalb der Kugelschale ($r > b$)

$$\Phi_{M1} = (-B_0 + \alpha \cdot r^{-2}) \cdot (K \cdot \cos(\lambda) + L \cdot \sin(\lambda)) \cdot \sin(\varphi) \quad (2.9)$$

für die Kugelschale ($a \leq r \leq b$)

$$\Phi_{M2} = (\beta \cdot r + \gamma \cdot r^{-2}) \cdot (K \cdot \cos(\lambda) + L \cdot \sin(\lambda)) \cdot \sin(\varphi) \quad (2.10)$$

für den Hohlraum in der Kugelschale ($r < a$)

$$\Phi_{M3} = \delta \cdot r \cdot (K \cdot \cos(\lambda) + L \cdot \sin(\lambda)) \cdot \sin(\varphi) \quad (2.11)$$

Die Randbedingungen besagen, daß die Tangentialkomponenten des Magnetfeldes (H_λ, H_φ) und die Radialkomponente der magnetischen Induktion (B_r) an den Grenzflächen $r = a$ und $r = b$ stetig sein müssen. In Ausdrücken des Potentials werden diese Randbedingungen zu:

$$\frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial \lambda}(b+) = \frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial \lambda}(b-) \quad (2.12) \quad \frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial \varphi}(b+) = \frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial \varphi}(b-) \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial \lambda}(a+) = \frac{\partial \Phi_{M3}}{\partial \lambda}(a-) \quad (2.14) \quad \frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial \varphi}(a+) = \frac{\partial \Phi_{M3}}{\partial \varphi}(a-) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial r}(b+) = \mu \cdot \frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial r}(b-) \quad (2.16) \quad \mu \cdot \frac{\partial \Phi_{M2}}{\partial r}(a+) = \frac{\partial \Phi_{M3}}{\partial r}(a-) \quad (2.17)$$

Der Ausdruck $b\pm$ steht für den Grenzwert $r \rightarrow b$ angenähert von $r > b$ bzw. $r < b$ und entsprechend für $a \pm$.

Von den sechs Gleichungen (2.12-17) sind die Gleichungen (2.12) und (2.13) sowie (2.14) und (2.15) linear voneinander abhängig, sodaß zur Berechnung der vier Unbekannten α, β, γ und δ die vier folgenden Gleichungen verbleiben:

$$\alpha - b^3 \beta - \gamma = b^3 B_0 \quad (2.18)$$

$$2\alpha + \mu b^3 \beta - 2\mu \gamma = -b^3 B_0 \quad (2.19)$$

$$a^3 \beta + \gamma - a^3 \delta = 0 \quad (2.20)$$

$$\mu a^3 \beta - 2\mu \gamma - a^3 \delta = 0 \quad (2.21)$$

Die Lösungen des Gleichungssystems (2.18-21) lauten
(Berechnet nach den allgemein bekannten Regeln der Matrizen-
rechnung):

$$\alpha = \underline{B}_0 \cdot ((2\mu + 1) \cdot (\mu - 1) \cdot (b^3 - a^3) / N) \quad (2.22)$$

$$\beta = \underline{B}_0 \cdot (-3 \cdot (2\mu + 1) / N) \quad (2.23)$$

$$\gamma = \underline{B}_0 \cdot (-3 \cdot a^3 \cdot (\mu - 1) / N) \quad (2.24)$$

$$\delta = \underline{B}_0 \cdot (9\mu / N) \quad (2.25)$$

mit: $N = (2\mu + 1) \cdot (\mu + 2) - 2a^3 \cdot b^{-3} \cdot (\mu - 1)^2 \quad (2.25a)$

Zur Berechnung der Unbekannten K und L in den Gleichungen
(2.9-11) wird die Bedingung benützt, daß die aus dem Potential Φ_{M1}
berechneten Magnetfeldkomponenten für $r \gg b$ identisch mit den
Komponenten des Erdmagnetfeldes sein müssen. Demnach muß gelten:

$$\underline{H}_x = -\frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial x}(r \gg b) = \underline{B}_0 \cdot \cos(D) \cdot \cos(I) \quad (2.26)$$

$$\underline{H}_y = -\frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial y}(r \gg b) = \underline{B}_0 \cdot \sin(D) \cdot \cos(I) \quad (2.27)$$

$$\underline{H}_z = -\frac{\partial \Phi_{M1}}{\partial z}(r \gg b) = \underline{B}_0 \cdot \sin(I) \quad (2.28)$$

Da die x-Achse des Koordinatensystems der Kugelschale parallel
zur magnetischen Nordrichtung gewählt wurde und außerdem angenom-
men wird, daß das Erdmagnetfeld auch bei $r \gg b$ konstant und
homogen ist, gilt Deklination $D = 0$. Mit:

$$x = r \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\lambda) \quad (2.29)$$

$$y = r \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\lambda) \quad (2.30)$$

$$z = r \cdot \sin(\varphi) \quad (2.31)$$

ergibt sich für (2.26-28):

$$\underline{H}_x(r \gg b) = \underline{B}_0 \cdot (K + y \cdot \frac{\partial L}{\partial x}) = \underline{B}_0 \cdot \cos(I) \quad (2.26a)$$

$$\underline{H}_y(r \gg b) = 0 \quad (2.27a)$$

$$\underline{H}_z (r \gg b) = \underline{B}_0 \cdot \left(x \cdot \frac{\partial K}{\partial z} + y \cdot \frac{\partial L}{\partial z} \right) = \underline{B}_0 \cdot \sin(I) \quad (2.28a)$$

Die Terme, in denen r^3 im Nenner steht verschwinden und es folgt:

$$L = \sin(I) \cdot z / y \quad (2.32)$$

$$K = \cos(I) \quad (2.33)$$

Somit lautet das gesuchte Potential Φ_{M2} für die Schalenwand:

$$\Phi_{M2} = (\beta \cdot r + \gamma \cdot r^{-2}) \cdot (\cos(I) \cdot \cos(\lambda) \cdot \cos(\varphi) + \sin(I) \cdot \sin(\varphi)) \quad (2.34)$$

oder mit (2.29-31):

$$\Phi_{M2} = (\beta + \gamma \cdot r^{-3}) \cdot (\cos(I) \cdot x + \sin(I) \cdot z) \quad (2.34a)$$

aus (2.34) oder (2.34a) kann nun die Richtung und die Intensität des Magnetfeldes in der Schalenwand berechnet werden:

$$\text{mit:} \quad r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \quad (2.35)$$

ergibt sich für die x-Komponente:

$$\underline{H}_x = -((\beta + \gamma \cdot r^{-3}) \cdot \cos(I) + (\cos(I) \cdot x + \sin(I) \cdot z) \cdot (-3x \cdot r^{-5})) \quad (2.36)$$

für die y-Komponente ergibt sich:

$$\underline{H}_y = (\cos(I) \cdot x + \sin(I) \cdot z) \cdot (-3y \cdot r^{-5}) \quad (2.37)$$

für die z-Komponente ergibt sich:

$$\underline{H}_z = -((\beta + \gamma \cdot r^{-3}) \cdot \sin(I) + (\cos(I) \cdot x + \sin(I) \cdot z) \cdot (-3z \cdot r^{-5})) \quad (2.38)$$

Die Deklination D^* des Magnetfeldes im Inneren der Kugelschalenwand läßt sich demnach errechnen aus:

$$D^* = \arctan(H_y / H_x) \quad (2.39)$$

Die Inklination I^* des inneren Magnetfeldes kann berechnet werden mit:

$$I^* = \arctan(H_z \cdot (H_x^2 + H_y^2)^{-1/2}) \quad (2.40)$$

und für die Intensität F^* des inneren Magnetfeldes gilt:

$$F^* = (H_x^2 + H_y^2 + H_z^2)^{1/2} \quad (2.41)$$

Wie sich die "magnetische" Brechung auf die Richtung des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand auswirkt, ist in den Darstellungen 2.2.2 bis 2.2.5 zu erkennen. Die in der Rechnung verwendete Suszeptibilität beträgt jeweils 1.0 ($\mu = 2$), der innere (äußere) Radius der Kugelschale beträgt 15 cm (17cm). Die Aufpunkte liegen in einer Entfernung von 16 cm vom Mittelpunkt des Kugelkoordinatensystems, d.h. genau in der Mitte der Kugelschalenwand.

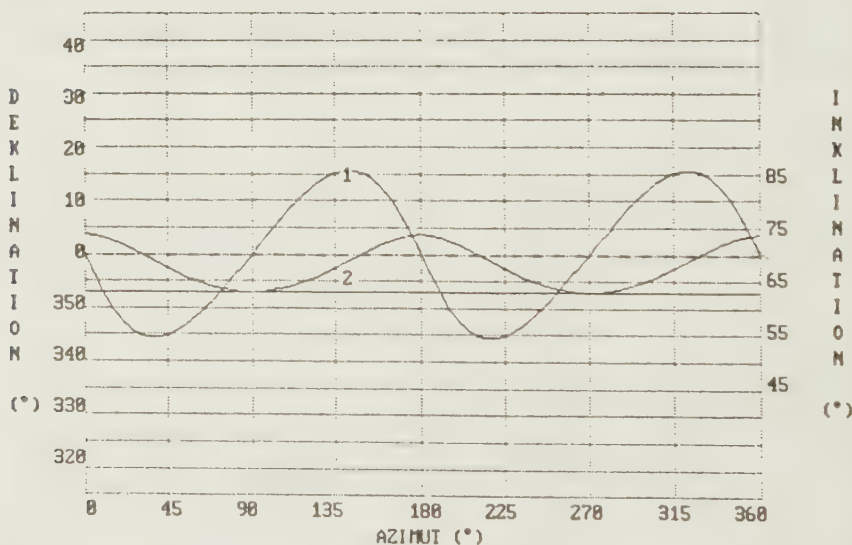


Abb.2.2.2 Deklination (1) und Inklination (2) des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Aufpunkte mit der Breite $\varphi = 0^\circ$ (Äquatorfläche). Richtung des Erdmagnetfeldes: $D = 0^\circ$ (strichpunktiert) und $I = 63^\circ$ (durchgezogen).

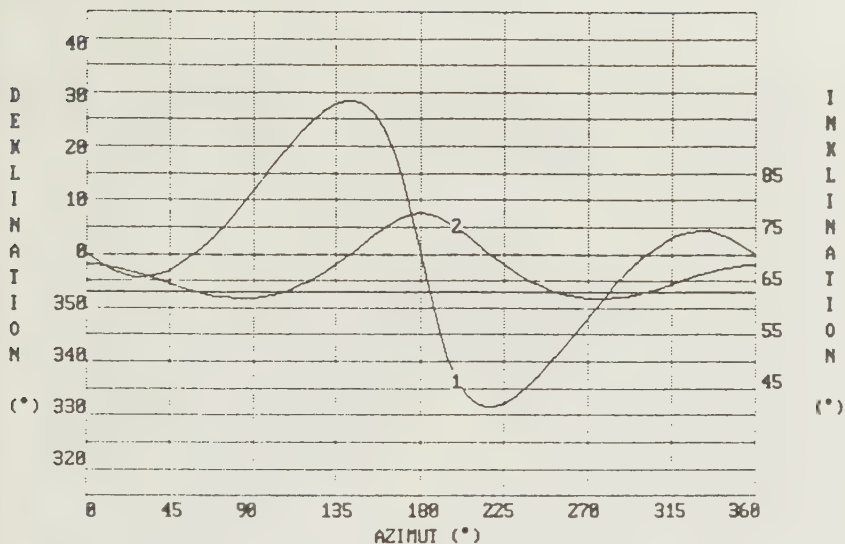


Abb.2.2.3 Deklination (1) und Inklination (2) des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Aufpunkte mit der Breite $\varphi = 15^\circ$.

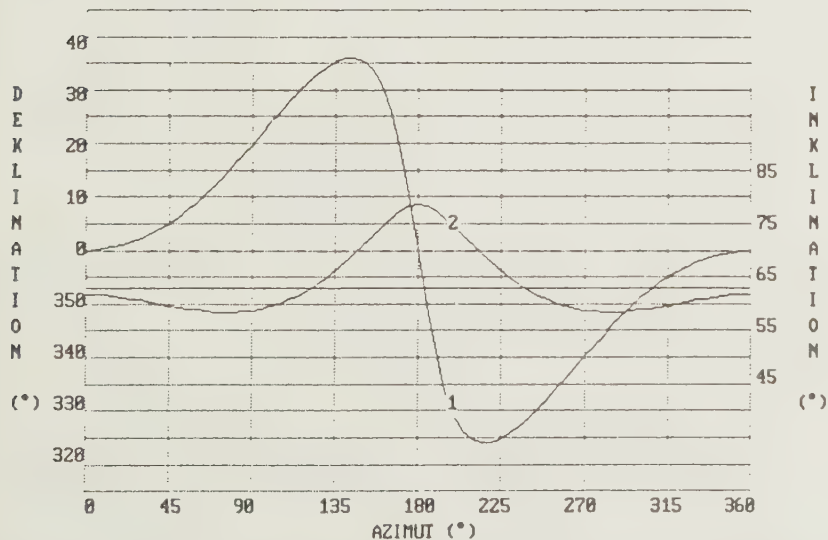


Abb.2.2.4 Deklination (1) und Inklination (2) des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Aufpunkte mit der Breite $\varphi = 30^\circ$.

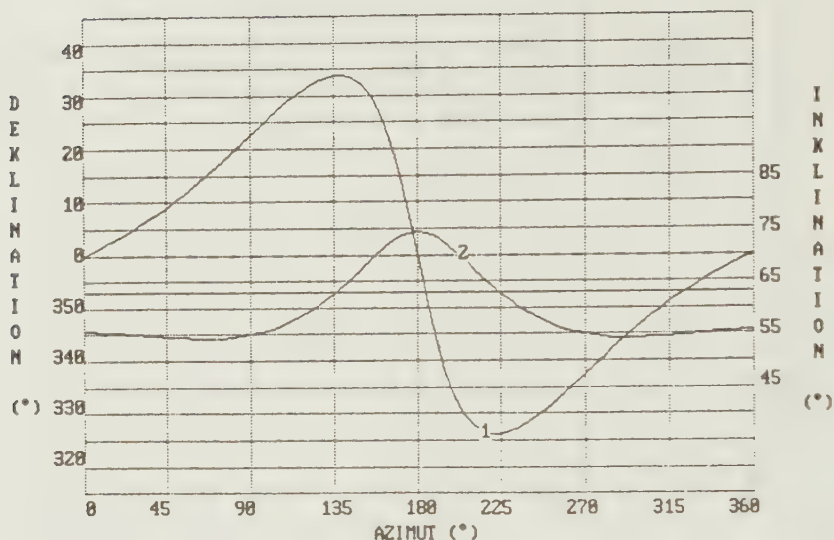


Abb.2.2.5 Deklination (1) und Inklination (2) des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Aufpunkte mit der Breite $\varphi = 45^\circ$.

Die Deklination bzw. Inklination des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand weichen also in diesem Beispiel bis zu $\pm 35^\circ$ bzw. $\pm 10^\circ$ von der Deklination bzw. der Inklination des Erdmagnetfeldes ab.

Die Abbildung 2.2.6 auf der nächsten Seite zeigt die Richtung des inneren Magnetfeldes in einer etwas anderen Darstellungsweise. Zu sehen ist die Halbkugelschale, die aus ihrer ursprünglichen Position (Äquatorfläche in der Blattebene) um einen Winkel α ($\alpha = 90^\circ - \text{Inkl.}$) gedreht wurde. Das heißt, Sie schauen genau in Richtung der Feldlinien des Erdmagnetfeldes auf die Halbkugelschale. Werden die Feldlinien in der Schalenwand nicht abgelenkt (gebrochen), so sind an diesen Stellen also nur Punkte zu sehen. Werden die Feldlinien dagegen abgelenkt, so sehen Sie Striche, die der Projektion der Magnetfeldvektoren an der jeweiligen Stelle entsprechen.

Die Magnetfeldvektoren mit einer geringeren Inklination sind blau gezeichnet, und die Magnetfeldvektoren mit einer größeren Inklination sind rot gezeichnet.

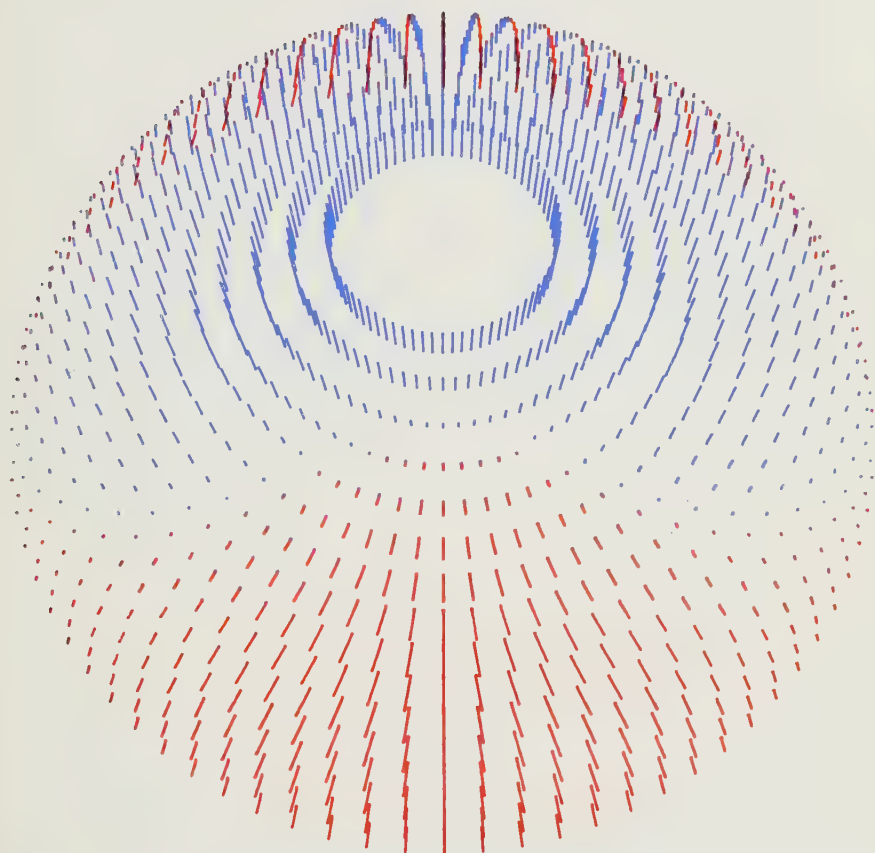


Abb. 2.2.6

Im folgenden soll untersucht werden, welche Parameter für die Richtung und die Intensität des Magnetfeldes in der Wand der Kugelschale maßgebend sind.

Die Gleichungen (2.36)-(2.40) lassen erkennen, daß die Koordinaten des betrachteten Aufpunktes, die Richtung des äußeren Magnetfeldes und die Suszeptibilität die entscheidende Rolle spielen. Die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Intensität des äußeren Magnetfeldes muß im vorliegenden Fall nicht berücksichtigt werden, da hier nur das Erdmagnetfeld und somit die Anfangsuszeptibilität betrachtet wird.

Der Einfluß der Koordinaten des Aufpunktes gliedert sich in zwei Anteile. Zum einen sind dies Länge (λ) und Breite (φ) des Aufpunktes und zum anderen ist es die dritte Potenz des Verhältnisses a/r (a ...innerer Radius der Schale, r ...Entfernung des Aufpunktes vom Mittelpunkt des Koordinatensystems der Schale). Wie sich eine Veränderung des Verhältnisses a^3/r^3 bei gleichbleibender Suszeptibilität auswirkt, zeigen die beiden folgenden Abbildungen 2.2.7 und 2.2.8.

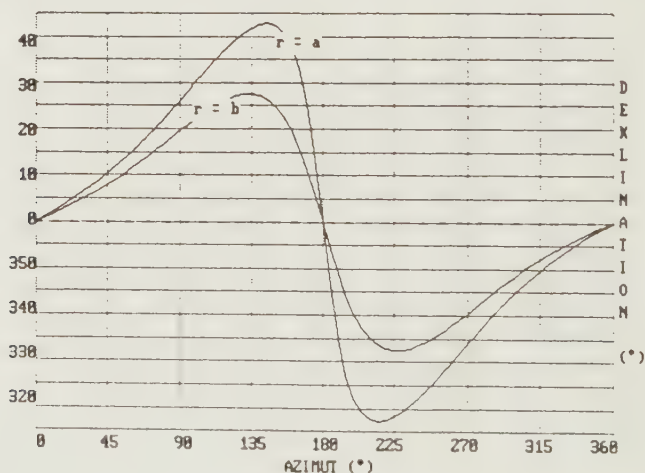


Abb.2.2.7 An den Stellen, wo die Ablenkung des inneren Magnetfeldes in der Horizontalebene am größten ist, kommt auch der Einfluß des Verhältnisses a^3/r^3 am stärksten zur Geltung. Erdmagnetfeld: $D = 0^\circ$ (strichpunktiert).

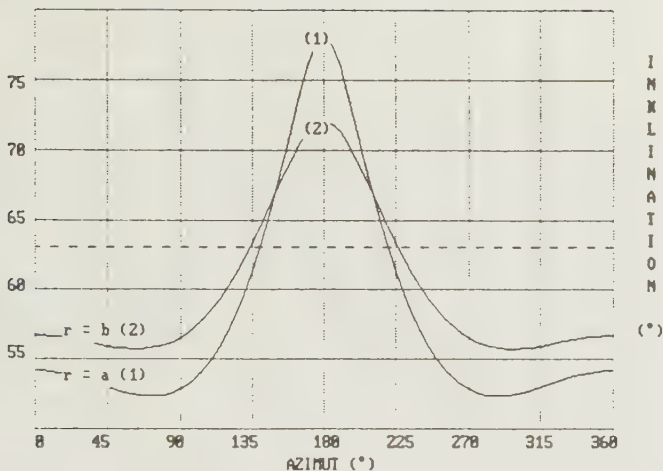


Abb.2.2.8 Analog zu den Ablenkungen des inneren Magnetfeldes in der Horizontalen, macht sich das Verhältnis a^3/r^3 bei der größten Ablenkung in der Vertikalebene am meisten bemerkbar. Erdmagnetfeld: $I = 63^\circ$ (gestrichelt).

Die nächsten beiden Abbildungen 2.2.9 und 2.2.10 zeigen die Ablenkung des inneren Magnetfeldes von der Richtung des Erdmagnetfeldes in Abhängigkeit der Suszeptibilität.

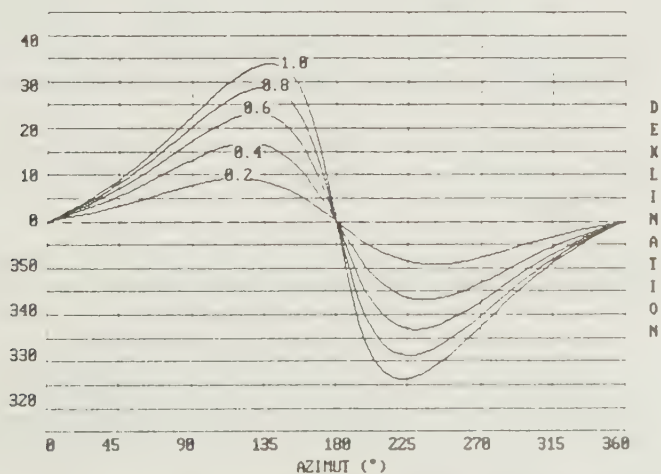


Abb.2.2.9 Deklination des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Suszeptibilitäten von 0.2 bis 1.0 in Schritten von 0.2. Erdmagnetfeld: $D = 0^\circ$ (strichpunktiert).

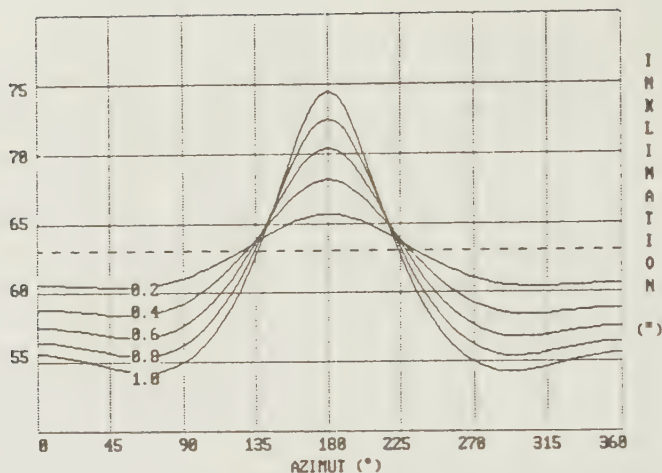


Abb.2.2.10 Inklination des Magnetfeldes in der Kugelschalenwand für Suszeptibilitäten von 0.2 bis 1.0 in Schritten von 0.2. Erdmagnetfeld: $I = 63^\circ$ (gestrichelt).

Wie erwartet, zeigt sich die Suszeptibilität des Materials als wichtigster Parameter für die Berechnung der Richtung des Magnetfeldes in der Wand der Kugelschale. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Stacey & Banerjee (1974), können die Abweichungen der Richtung des inneren Magnetfeldes von der Richtung des äußeren Magnetfeldes bei Suszeptibilitäten kleiner als 0.1 als nicht signifikant angesehen werden.

Die in diesem Kapitel durchgeführte Modellrechnung bietet nun die Möglichkeit zur experimentellen Überprüfung der berechneten Abweichungen.

2.3 Diskussion der Auswirkung der "magnetischen" Brechung in den Böden archäologischer Öfen

Die Aufgabe die sich hier stellt erfordert einen ungemein größeren Aufwand an Berechnungen. Dies ist jedoch nicht der Grund dafür, daß sie an dieser Stelle nicht in der eigentlich erforderlichen Weise gelöst wird.

Das ursprüngliche und wichtigste Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nicht, den Einfluß der "magnetischen" Brechung für

alle möglichen Körperformen zu berechnen, sondern ihn an einer Form möglichst genau zu untersuchen, um dann geeignete Wege zu finden, ihn zu erkennen und zu beseitigen. Deswegen möchte sich der Autor in diesem Abschnitt damit begnügen, den Einfluß der "magnetischen" Brechung in den Böden archäologischer Öfen nur qualitativ zu diskutieren.

Ein wichtiger Punkt für diese Diskussion ist die Frage, welche Form bzw. Gestalt es bei den Böden zu betrachten gilt.

Die für die "magnetische" Brechung entscheidende Form muß nicht immer mit der sichtbaren Form übereinstimmen, da man hier die Fläche(n) betrachten muß, die magnetische Teile ($\mu > \mu_0$) von unmagnetischen ($\mu = \mu_0$) abgrenzen. Das heißt der Temperaturgradient, speziell wenn er Temperaturen oberhalb und unterhalb der Curietemperatur umfaßt, spielt eine entscheidende Rolle.

Am Beispiel einer invers magnetisierten Probe aus der Mitte der Bodenplatte 1 ist dies deutlich zu sehen (Probe Fl-86', $D = 2.3^\circ$ und $I = -68^\circ$). Die Stelle, an der diese Probe entnommen wurde, kann erst zum Schluß abgekühlt sein und wurde somit durch einen "makroskopischen Selbstumkehreffekt" invers magnetisiert.

Die sichtbare Gestalt der Böden von Öfen oder Feuerstellen gleicht meistens der Gestalt einer flachen Wanne, also im Prinzip der Form einer Kugelschalenkappe. In einer qualitativen Betrachtungsweise könnte dafür das bereits vorgestellte Modell zur "magnetischen" Brechung verwendet werden.

Das erwähnte Beispiel von der invers magnetisierten Probe zeigt aber eindeutig, daß die Platte mit einem großen, radialen Temperaturgradienten abgekühlt sein muß. Aufgrund solcher Verhältnisse können wir uns also vorstellen, daß die entscheidende "magnetische" Gestalt eines Ofenbodens beliebig kompliziert sein kann.

Die einzige gesicherte Aussage ist die, daß man bei Böden auf jeden Fall niedrigere Inklinationswerte zu erwarten hat. Dies ergibt sich auch aufgrund des in Abb.1.1 dargestellten Brechungsgesetzes, wonach $\beta > \alpha$ wegen $\mu > \mu_0$.

3. Experiment zur "magnetischen" Brechung

3.1 Zusammensetzung und Behandlung der "Modellöfen"

Zur experimentellen Untersuchung der Auswirkungen der magnetischen Brechung wurden zwei Halbkugelschalen und zwei Platten mit folgender Materialzusammensetzung und Abmessung hergestellt (Angaben der Anteile in Gew.-%):

Material:	Anteil:
Modellofen 1:	
Westerwälder weißfetter Spezialton 178/wf*	63.6
Schamott (gebrannter und zerkleinerter Ton)	27.3
$\text{Fe}_2\text{O}_3^{**}$	9.1
Modellofen 2:	
Westerwälder weißfetter Spezialton 178/wf*	63.0
Schamott (gebrannter und zerkleinerter Ton)	30.0
$\text{Fe}_2\text{O}_3^{**}$	7.0

Abmessungen:

Schale 1 und 2: Innenradius = 15 cm
 Außenradius = 17 cm

Bodenplatte 1 und 2: Radius = 17 cm
 Dicke = 2 cm

Nach dem Fertigstellen und Trocknen wurden die Tonschalen und die Bodenplatten in einem elektrisch beheizten Ofen in Normalatmosphäre bei 960°C ca. 10 Stdn. gebrannt. Diese Maßnahme hatte sich als notwendig erwiesen, um den Schalen und Bodenplatten die für eine Beprobung mittels einer Kernbohrmaschine erforderliche Festigkeit zu verleihen. Anschließend wurden die Schalen und Bodenplatten in einem unmagnetischen, zylindrischen Schamott-ofen, der mittles eines Gasbrenners beheizt wurde, gebrannt.

*: Typenbezeichnung der Firma Jäger (Höhr-Grenzhausen).

** : Bezugsquelle: Firma Jäger (s.o.), Reinheit: 97%.

Der Hohlraum zwischen Schale und Bodenplatte, also das Innere des "Modellofens" wurde mit Sägespänen gefüllt um eine reduzierende Atmosphäre zu erzeugen, wie sie größtenteils auch in archäologischen Öfen zugegen war. Allerdings ist dabei festzuhalten, daß dort die reduzierende Atmosphäre wohl hauptsächlich auf das Vorhandensein organischer Materialien im Lehm, der zum Ofenbau benutzt wurde, zurückzuführen ist (Le Borgne, 1955).

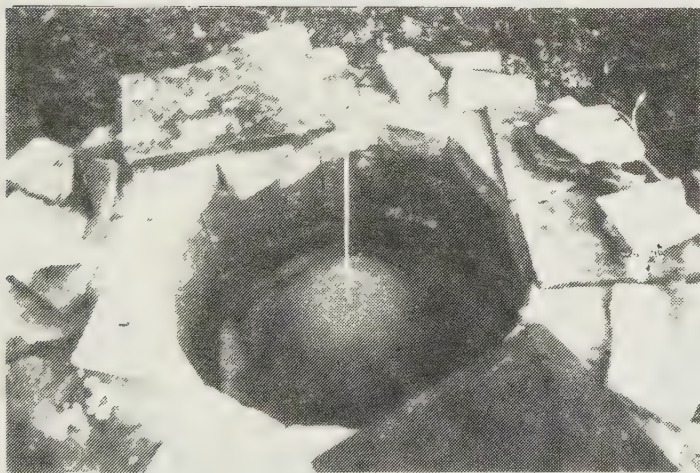


Abb. 3.1.1 Ton-Halbkugelschale im unmagnetischen Ofen. In der Mitte der Schale ist ein Thermoelement zur Temperaturkontrolle zu sehen.

Die "Modellöfen" wurden in 4 Stdn. auf 750°C aufgeheizt (in der Kugelschalenwand gemessen) und anschließend im abgedichteten Schamottofen ohne äußere Einwirkung in ca. 20 Stdn. auf Umgebungstemperatur abgekühlt. Beim Brennen des "Modellofens 1 " wurde besondere Sorgfalt darauf verwendet, den Temperaturgradienten im Schamottofen so gering wie möglich zu halten. Dadurch konnte eine hinreichend homogene scheinbare Suszeptibilität erzeugt werden. Hauptsächlich an diesem Modellofen wurden später die magnetischen Parameter gemessen, die zur Interpretation der Messergebnisse notwendig waren.

Der "Modellofen 2" wurde absichtlich mit einem Temperaturgradienten im Schamottofen gebrannt, um die Auswirkungen eines solchen "inhomogenen" Brandes auf die Gültigkeit der Modellrechnung zu untersuchen. Das Experiment mit dem "Modellofen 2" sollte außerdem zur Bestätigung der mit Hilfe des ersten Ofens gefundenen Zusammenhänge zwischen Modell und Experiment dienen.

3.2 Beprobung der Schalen der "Modellöfen"

Die Modellrechnung zur "magnetischen" Brechung hatte eine Abhängigkeit der Magnetfeldrichtung in der Schale von Länge und Breite des betrachteten Aufpunktes im Koordinatensystem der Halbkugelschalen ergeben (siehe Abb.2.2.2 - 2.2.5). Aus diesem Grund erfolgte die Beprobung der Halbkugelschalen jeweils in radialer Richtung, wobei der azimutale Abstand der Probenmittelpunkte jeweils 15° betrug. Diese Beprobung ergab damit jeweils 24 Proben die unter dem gleichen Winkel bezüglich der Vertikalen entnommen wurden (im folgenden auch als "Schichten" bezeichnet).

Um eine Genauigkeit der Entnahmewinkel auf $\pm 1^\circ$ zu garantieren, wurden die Schalen mit PU-Schnellschaum in der in Abb. 3.2.1 auf der nächsten Seite gezeigten "Bohrschablone" fixiert.



Abb. 3.2.1 Bohrschablone zur Beprobung der Ton-Halbkugelschalen mit einer Tischbohrmaschine.

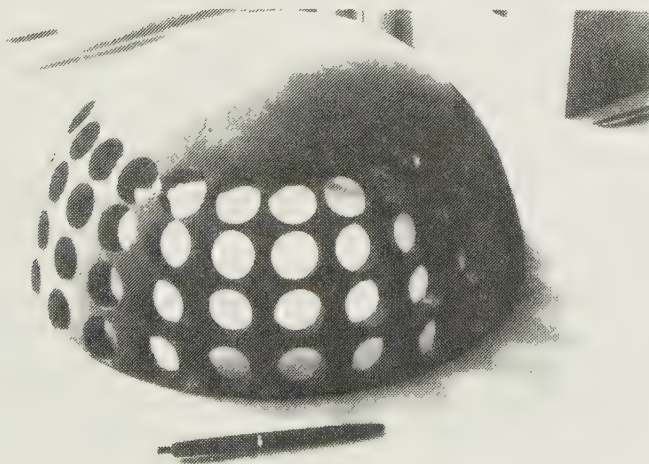


Abb.3.2.2 zeigt die beprobte Schale 1.

3.3 Beprobung der Bodenplatten

Die Bodenplatten wurden jeweils senkrecht zu ihrer Oberfläche beprobt. Aus der Bodenplatte 1 wurden insgesamt 162 Proben erbohrt. Von diesen 162 Proben sind 12 sog. Zoll-Proben, also Proben mit 1 Zoll Durchmesser und 1 Zoll Höhe. Die restlichen Proben haben einen Durchmesser von $\frac{1}{2}$ Zoll und eine Höhe von ebenfalls $\frac{1}{2}$ Zoll. Von den $\frac{1}{2}$ -Zoll-Proben existieren jeweils zwei zusammengehörige Proben, die aus der oberen bzw. unteren Plattenhälfte stammen. Aus der Bodenplatte 2 wurden 69 Zoll-Proben erbohrt.

Auffälliges und gemeinsames Merkmal fast aller Proben sind die unterschiedlichen Färbungen, die sie an der dem Hohlraum zugewandten (schwarz), der mittleren (braun) und der äußeren Schicht (rot) aufweisen. Die Ursache für die Braunfärbung der mittleren Schicht liegt in der mineralogischen Umwandlung des primären Hämatits zu Maghemit, wogegen die Schwarzfärbung der inneren Schicht nicht von einer Umwandlung des Hämatits zu Magnetit herrührt, sondern vom Kohlenstoff der verkokten Sägespäne. Dazu jedoch mehr in Kapitel 4.

3.4 Meßergebnisse

Die TRM der untersuchten Proben wurde mit dem Digico-Spinnermagnetometer des Institutes für Allgemeine und Angewandte Geophysik der LMU-München im Magnetik-Labor in Niederlippach gemessen.

Zunächst wurden die Meßergebnisse in der für paläo- und archäomagnetische Untersuchungen üblichen Art und Weise ausgewertet (Fisher, 1953). Die Ergebnisse der Messung und Auswertung sind in Tabelle 3.4.1 aufgelistet.

Das Erdmagnetfeld in dem unmagnetischen Schamottofen, der zum Brennen der Modellöfen benutzt wurde, hatte im Koordinatensystem der "Modellöfen" eine Deklination von 0° und eine Inklination von 63° .

Beprobte Einheit	D	I	α_{95}	k	N
Boden l unten	4.7	61.1	1.9	73.3	76
Boden l oben	4.1	62.5	2.3	44.3	86
Boden l gesamt	4.4	61.8	1.5	54.5	162
Schale 1	1.0	63.8	1.9	61.3	96
Gesamt 1	3.2	62.6	1.2	56.3	258
Boden 2	356.6	57.8	1.4	148.7	69
Schale 2	0.4	66.5	1.4	100.9	96
Gesamt 2	358.5	62.9	1.2	87.3	165
Gesamt 1+2	1.4	62.7	0.9	64.8	423

Tab.3.4.1 Gemessene Richtungen der thermoremanenten Magnetisierung
Abkürzungen: D...Mittelwert der Deklination der TRM

I...Mittelwert der Inklination der TRM

α_{95} ...Halber Öffnungswinkel des Raumwinkels
in dem mit 95%-iger Wahrscheinlichkeit die
wahre Richtung der TRM liegt

k...Präzisionsparameter

N...Anzahl der Proben

Die in Tab. 3.4.1 aufgelisteten Mittelwerte der TRM lassen also auf den ersten Blick keine übermäßige Auswirkung der "magnetischen" Brechung erkennen.

Bei genauerer Betrachtung der Einzelwerte ändert sich dies jedoch in dramatischer Weise. Zur Verdeutlichung sind dazu in den folgenden Abbildungen jeweils die Deklination und die Inklination der TRM der Einzelproben in Abhängigkeit der Probenkoordinaten dargestellt.

Zusätzlich ist in die Abbildungen, welche die TRM der Proben aus der Schale zeigen, die aus dem Modell berechnete Deklination bzw. Inklination des inneren Magnetfeldes für Aufpunkte am

inneren ($r = 15$ cm) und äußeren Rand ($r = 17$ cm) der Halbkugelschale eingetragen, da die Temperaturgradienten innerhalb der Wand beim Unterschreiten der Curietemperatur nicht bekannt waren. Somit ist also für jede Probe der Schale 1 die minimal ($r = 17$ cm) und die maximal mögliche ($r = 15$ cm) berechnete Ablenkung bei konstanter Volumenssuszeptibilität angegeben.

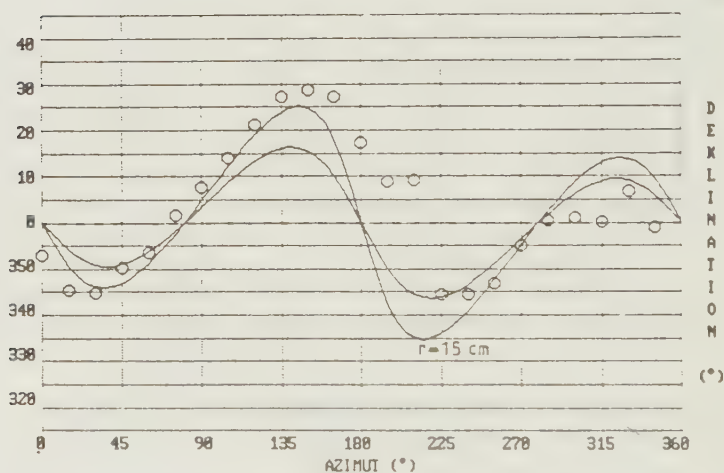


Abb.3.4.1 Berechnete Ablenkung der Deklination des inneren Magnetfeldes von der Deklination des äußeren Magnetfeldes (durchgezogene Kurven) und experimentell bestimmte Abweichung der Deklination der TRM (Kreise) von der Deklination des äußeren Magnetfeldes ($\Delta = 0^\circ$)

a) für die Proben S1-1 bis S1-24 (Proben der Schale 1 mit einem Entnahmewinkel von 85° bezüglich der Vertikalen, das entspricht einer Breite φ der Proben im Kugelkoordinatensystem von 5° ; zur Definition von φ und λ siehe Abb.2.2.1).

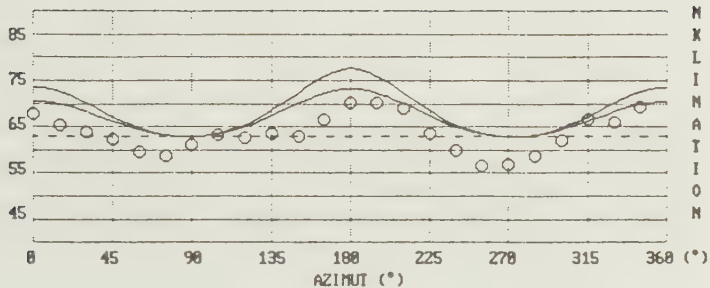


Abb.3.4.2 Berechnete Ablenkung der Inklinations des inneren Magnetfeldes von der Inklinations des äußeren Magnetfeldes (durchgezogene Kurven) und experimentell bestimmte Abweichung der Inklinations der TRM (Kreise) von der Inklinations des äußeren Magnetfeldes ($I = 63^\circ$)

a) für die Proben S1-1 bis S1-24 (Proben der Schale 1 mit einem Entnahmewinkel von 85° bezüglich der Vertikalen, das entspricht einer Breite φ der Proben im Kugelkoordinatensystem von 5° ; zur Definition von φ und λ siehe Abb.2.2.1).

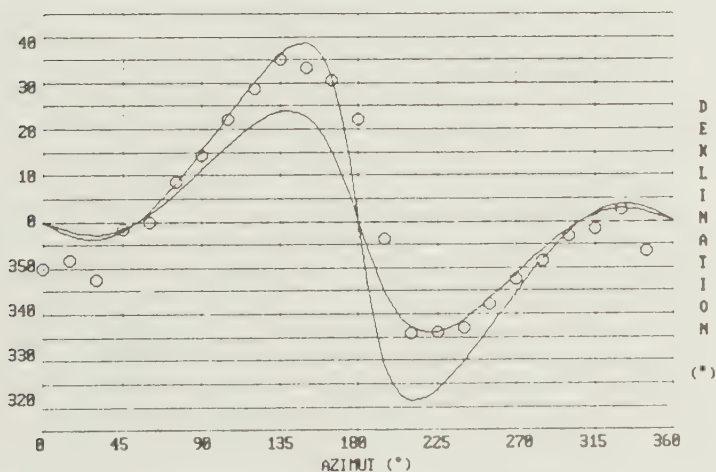


Abb.3.4.1 b) gemessene und berechnete Deklination für die Proben S1-25 bis S1-48, $\varphi = 17^\circ$.

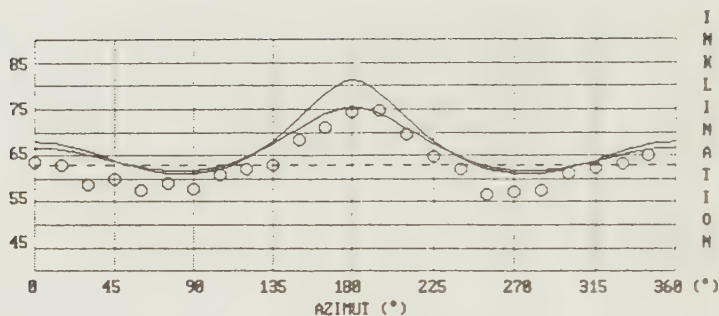


Abb.3.4.2 b) gemessene und berechnete Inklination für die Proben S1-25 bis S1-48, $\varphi = 17^\circ$.

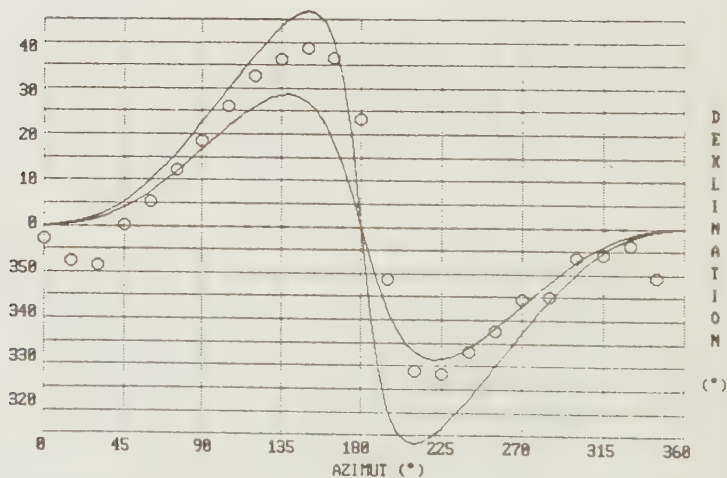


Abb.3.4.1 c) gemessene und berechnete Deklination für die Proben S1-49 bis S1-72, $\varphi = 29^\circ$.

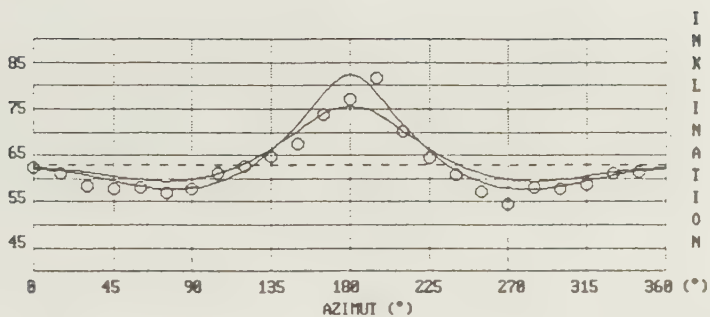


Abb.3.4.2 c) gemessene und berechnete Inklination für die Proben S1-49 bis S1-72, $\psi = 29^\circ$.

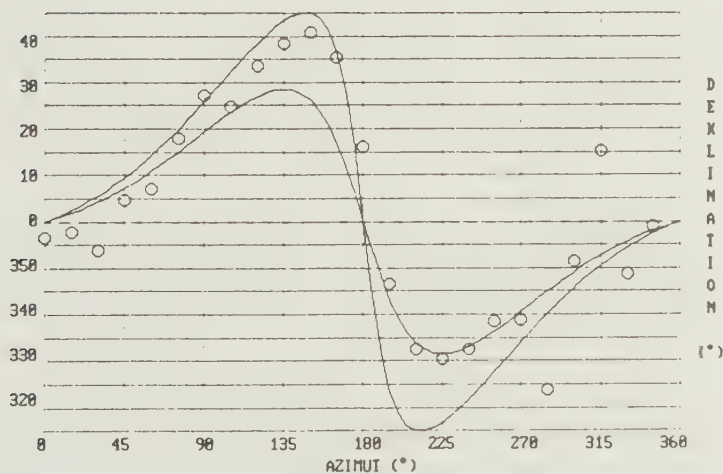


Abb.3.4.1 d) gemessene und berechnete Deklination für die Proben S1-73 bis S1-96, $\psi = 41^\circ$.

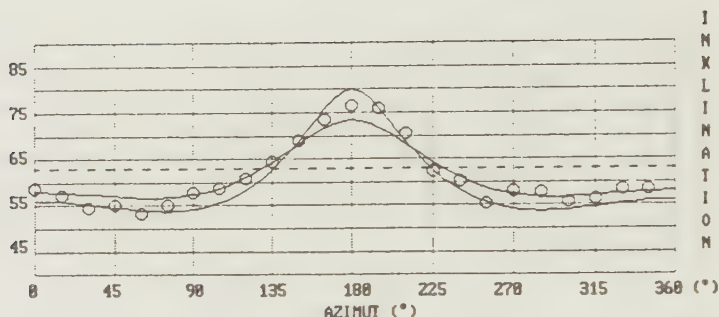


Abb. 3.4.2 d) gemessene und berechnete Inklination für die Proben S1-73 bis S1-96, $\varphi = 41^\circ$.

Um die in der Schale 1 gemessenen Abweichungen der TRM-Richtung von der Richtung des äußeren Magnetfeldes mit den berechneten Ablenkungen des inneren Magnetfeldes vom äußeren Magnetfeld in Übereinstimmung zu bringen, mußte der Berechnung eine Suszeptibilität von 1.0 zugrunde gelegt werden.

Wenn man also annimmt, daß die TRM in der Schale 1 parallel zum inneren Magnetfeld konserviert wurde, so läßt die in den Abbildungen 3.4.1 und 3.4.2 erkennbare Übereinstimmung zwischen der experimentell bestimmten Richtung der TRM und der berechneten Richtung des inneren Magnetfeldes zwei Schlußfolgerungen zu:

Die Hauptursache für die Abweichung der TRM-Richtung von der Richtung des äußeren Magnetfeldes muß der Effekt der "magnetischen" Brechung sein.

Die Volumenssuszeptibilität der Schale 1 zum Zeitpunkt der Konservierung der TRM muß in etwa 1.0 gewesen sein.

Ob diese beiden Schlußfolgerungen richtig sind, wird in Kapitel 5, im Zusammenhang mit den Ergebnissen der Untersuchung der magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Träger der thermoremanenten Magnetisierung in Kapitel 4, diskutiert.

Zunächst werden jedoch noch die Ergebnisse der Messung der TRM an den restlichen Proben vorgestellt.

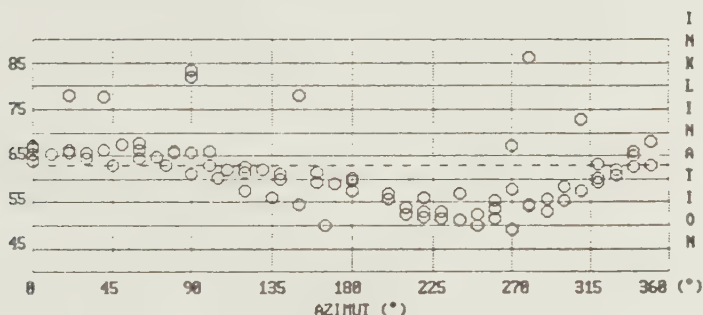


Abb.3.4.3 Inklination der TRM der Proben aus der oberen Hälfte der Bodenplatte 1 in Abhängigkeit des Azimuts bezüglich der magnetischen Nordrichtung. Gestrichelt: Inklination des Erdmagnetfeldes ($I = 63^\circ$).

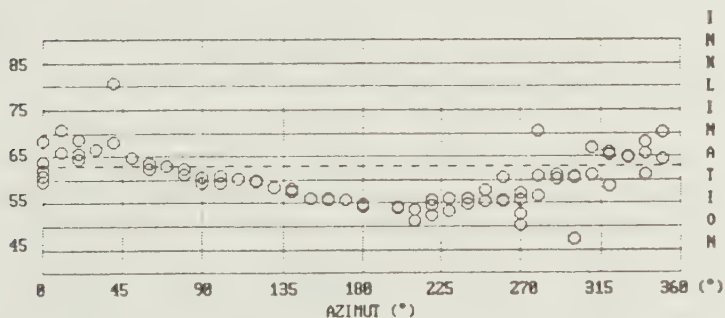


Abb.3.4.4 Inklination der TRM der Proben aus der unteren Hälfte der Bodenplatte 1 in Abhängigkeit des Azimuts bezüglich der magnetischen Nordrichtung. Gestrichelt: Inklination des Erdmagnetfeldes ($I = 63^\circ$).

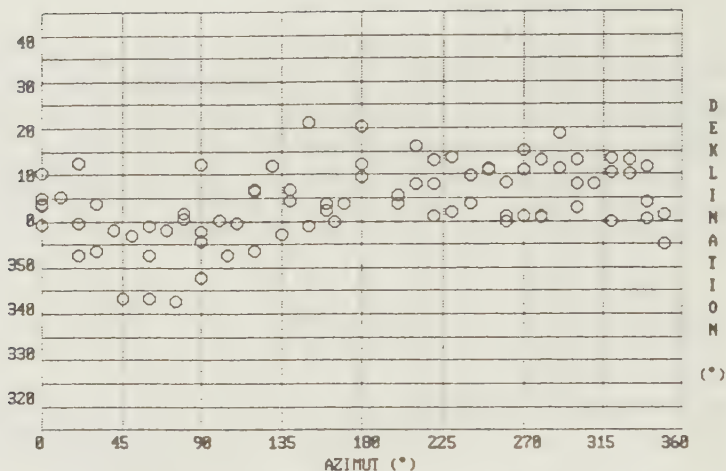


Abb.3.4.5 Deklination der TRM der Proben aus der oberen Hälfte der Bodenplatte 1 in Abhängigkeit des Azimuts bezüglich der magnetischen Nordrichtung. Strichpunktiert: Deklination des Erdmagnetfeldes ($D = 0^\circ$).

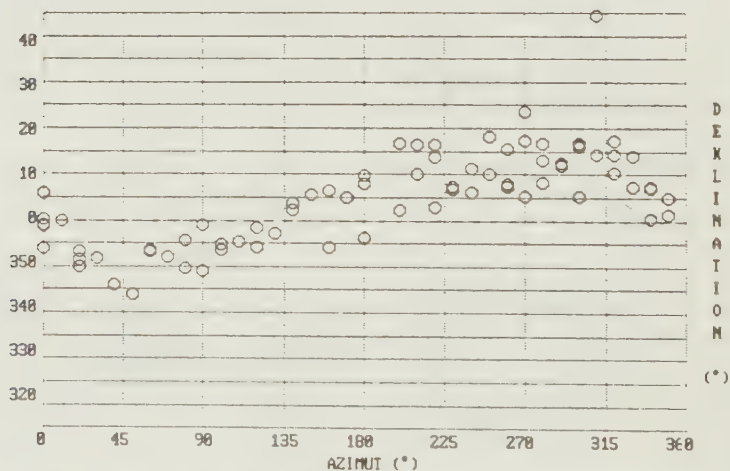


Abb.3.4.6 Deklination der TRM der Proben aus der unteren Hälfte der Bodenplatte 1 in Abhängigkeit des Azimuts bezüglich der magnetischen Nordrichtung. Strichpunktiert: Deklination des Erdmagnetfeldes ($D = 0^\circ$).

Wie in Kapitel 2 bereits vermutet, ist bei der TRM der Proben der Bodenplatten keine eindeutige Systematik der Abweichung zu sehen (Abb.3.4.9 bis 3.4.12). Der scheinbare Zusammenhang der Inklination mit dem Azimut der Proben ist wahrscheinlich auf die inhomogene Abkühlung der Bodenplatte zurückzuführen. Die Inklination der TRM der Bodenproben ist fast durchweg zu niedrig. Damit ist deutlich gezeigt, daß die Hinweise, möglichst nur Bodenproben zur archäomagnetischen Datierung zu verwenden wohl nicht sehr glücklich ist.

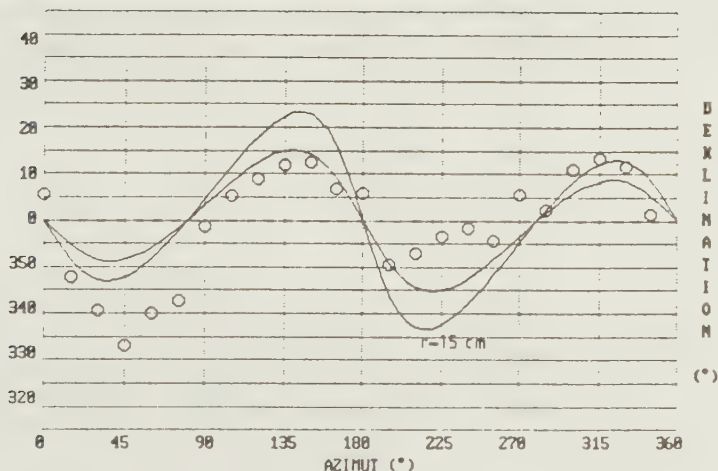


Abb.3.4.7 Berechnete Ablenkung der Deklination des inneren Magnetfeldes von der Deklination des äußeren Magnetfeldes (durchgezogene Kurven) und experimentell bestimmte Abweichung der Deklination der TRM (Kreise) von der Deklination des äußeren Magnetfeldes ($D = 0^\circ$)

a) für die Proben S2-1 bis S2-24 (Proben der Schale 2 mit einem Entnahmewinkel von 85° bezüglich der Vertikalen, das entspricht einer Breite φ der Proben im Kugelkoordinatensystem von 5° ; zur Definition von φ und λ siehe Abb.2.2.1).

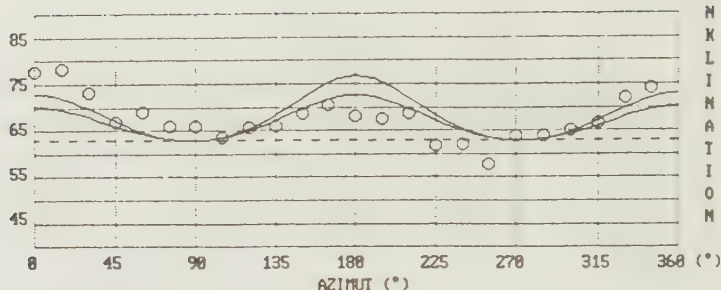


Abb.3.4.8 Berechnete Ablenkung der Inklination des inneren Magnetfeldes von der Inklination des äußeren Magnetfeldes (durchgezogene Kurven) und experimentell bestimmte Abweichung der Inklination der TRM (Kreise) von der Inklination des äußeren Magnetfeldes ($I = 63^\circ$)

a) für die Proben S2-1 bis S2-24 (Proben der Schale 2 mit einem Entnahmewinkel von 85° bezüglich der Vertikalen, das entspricht einer Breite φ der Proben im Kugelkoordinatensystem von 5° ; zur Definition von φ und λ siehe Abb.2.2.1).

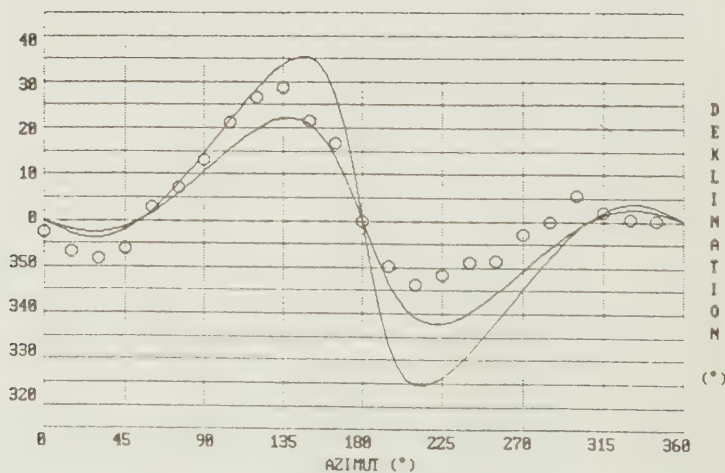


Abb.3.4.7 b) Gemessene und berechnete Deklination für die Proben S2-25 bis S2-48, $\varphi = 17^\circ$.

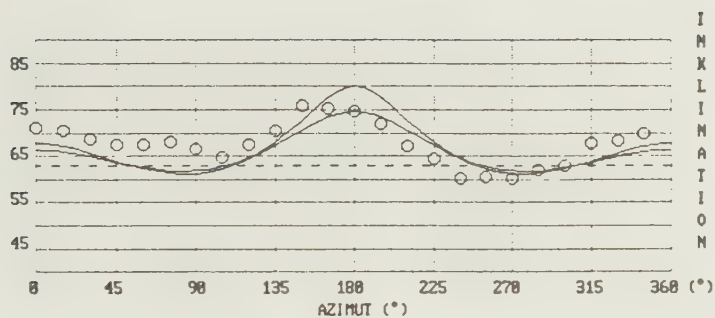


Abb.3.4.8 b) Gemessene und berechnete Inklination für die Proben S2-25 bis S2-48, $\psi = 17^\circ$.

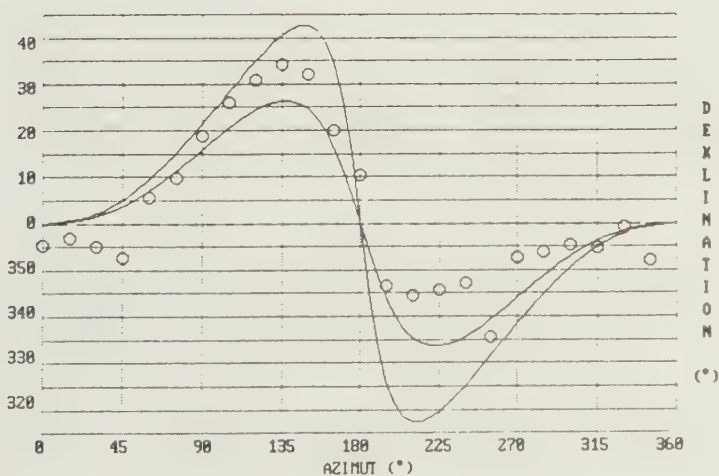


Abb.3.4.7 c) Gemessene und berechnete Deklination für die Proben S2-49 bis S2-72, $\psi = 29^\circ$.

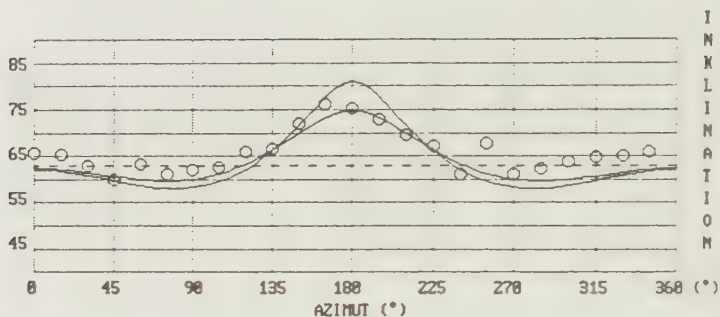


Abb.3.4.8 c) Gemessene und berechnete Inklination für die Proben S2-49 bis S2-72, $\varphi = 29^\circ$.

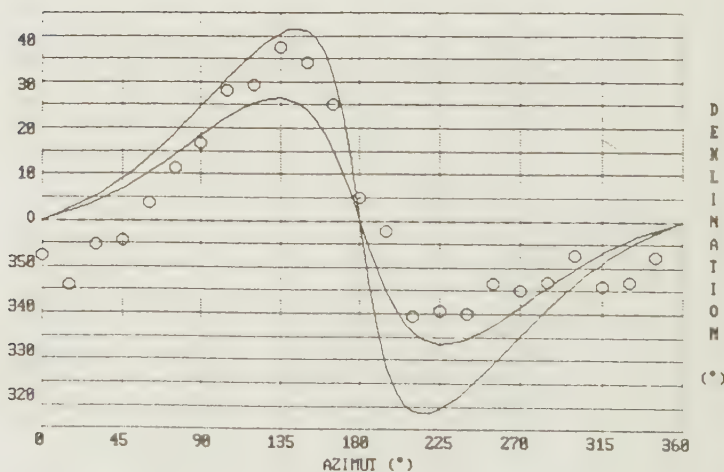


Abb.3.4.7 d) Gemessene und berechnete Deklination für die Proben S2-73 bis S2-96, $\varphi = 41^\circ$.

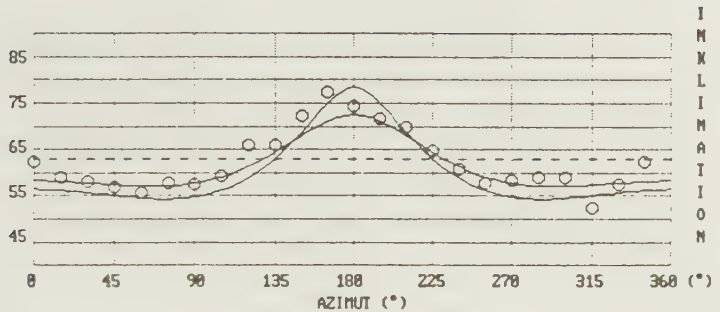


Abb.3.4.8 d) Gemessene und berechnete Inklination für die Proben S2-73 bis S2-96, $\varphi = 41^\circ$.

Die TRM der Proben aus der Schale 2 zeigt wie erwartet die gleiche Systematik in ihrer vom Erdmagnetfeld abweichenden Richtung. Die maximale Amplitude der Abweichung ist aufgrund des geringeren Hämatit-Gehalts unwesentlich kleiner als die bei Schale 1 beobachtete.

Die Suszeptibilität für die in den Abbildungen 3.4.7 und 3.4.8 gezeigten Modellkurven hatte den Wert von 0.9.

Die Auswirkungen des inhomogenen Brennens dieser Schale sind in Form einer geringeren Abweichung der TRM-Richtung von der Richtung des Erdmagnetfeldes im Azimut-Bereich von etwa 195° bis 270° zu erkennen.

In ähnlicher Weise zeigen sich diese Auswirkungen bei der TRM der Proben aus der Bodenplatte 2, wie die beiden folgenden Abbildungen 3.4.9 und 3.4.10 erkennen lassen.

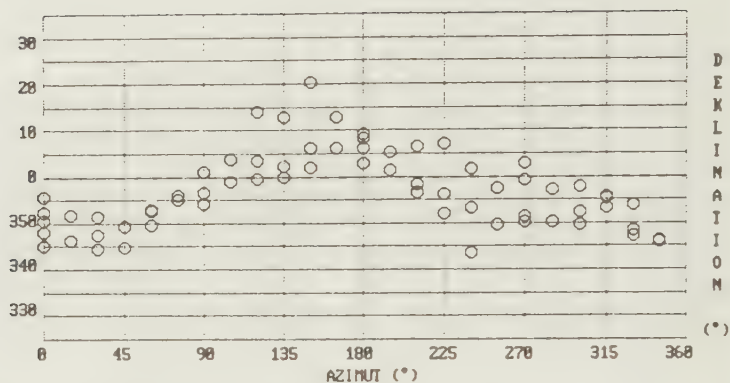


Abb.3.4.9 Experimentell bestimmte Deklination der TRM der Proben aus der Bodenplatte 2 in Abhängigkeit des Azimuts der Entnahmestelle bezüglich magnetisch Nord. Strichpunktisiert: Deklination des Erdmagnetfeldes ($D = 0^\circ$).

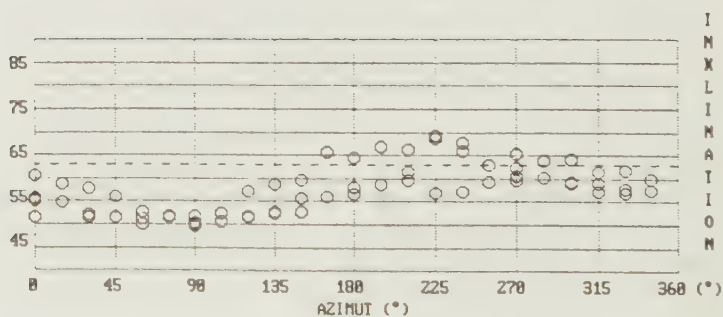


Abb.3.4.10 Experimentell bestimmte Inklination der TRM der Proben aus der Bodenplatte 2 in Abhängigkeit des Azimuts der Entnahmestelle bezüglich magnetisch Nord. Gestrichelt: Inklination des Erdmagnetfeldes ($I = 63^\circ$).

Wie die Abbildungen 3.4.13 bis 3.4.20 zeigen, dürfte die rechnerische Beseitigung des Einflusses der "magnetischen" Brechung in inhomogen gebrannten, archäologischen Strukturen schwierig sein und würde unter Umständen bei der Ermittlung der Richtung des Erdmagnetfeldes keine große Verbesserung der Genauigkeit mit sich bringen.

Weiterhin scheitert die Möglichkeit der Berechnung der TRM-Abweichung für Ofenböden oder Feuerstellen bereits im theoretischen Ansatz.

Deshalb ist es angebracht, nach einer Methode zur Beseitigung des Einflusses der "magnetischen" Brechung zu suchen, die es gestattet, die gesuchte Richtung des Erdmagnetfeldes durch Messungen an der Einzelprobe zu ermitteln.

Dazu werden im nächsten Kapitel die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Träger der TRM vorgestellt.

4. Untersuchung magnetischer und struktureller Eigenschaften der Träger der thermoremanenten Magnetisierung

Allgemeine Bemerkungen

In diesem Kapitel werden in knapper Form die gemessenen magnetischen (a) und strukturellen Eigenschaften (b) der Träger der TRM vorgestellt, sofern sie für die quantitative Korrelation von Modell und Experiment wichtig sind. Im einzelnen sind dies:

- a) - die scheinbare reversible Volumenssuszeptibilität bei Raumtemperatur
- die Richtungs-Anisotropie der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität bei Raumtemperatur
- die Temperaturabhängigkeit der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität ($k(T)$)
- die Abhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur ($\sigma_s(T)$)

- b) - die Gitterkonstanten a .
- die Korngrößen

a) und b) - Mößbauer-Parameter

4.1 Messung der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität bei Raumtemperatur

Dieser Parameter wurde mit einer Suszeptibilitäts-Meßbrücke der Firma Geofyzika n.p. Brno (CSSR) bestimmt (Kappabridge Kly-2). Gemessen wird in einem magnetischen Wechselfeld mit der Frequenz 1 KHz und mit der Amplitude von 302.5 A/m (= 3.8 Oe). Detailliertere Angaben zur Funktionsweise gibt Winhard (1983).

Eine systematische Messung der Suszeptibilität und ihrer Richtungsanisotropie (siehe Abschnitt 4.3) wurde an 175 Proben des "Modellofens 1" vorgenommen. Sofern es dem Autor zur Bestätigung gefundener Sachverhalte notwendig erschien, wurde sie auch an Proben des "Modellofens 2" gemessen.

In der folgenden Tabelle (4.1) sind die Ergebnisse für die Proben des "Modellofens 1" aufgelistet.

Probenbezeichnung	Mittelwert	Maximalwert	Minimalwert	N
S1- 1 - S1-24	$4.023 \cdot 10^{-2}$	$6.288 \cdot 10^{-2}$	$2.245 \cdot 10^{-2}$	24
S1-25 - S1-48	$3.920 \cdot 10^{-2}$	$5.262 \cdot 10^{-2}$	$2.317 \cdot 10^{-2}$	24
S1-49 - S1-72	$3.899 \cdot 10^{-2}$	$4.825 \cdot 10^{-2}$	$2.458 \cdot 10^{-2}$	24
S1-73 - S1-96	$4.482 \cdot 10^{-2}$	$5.688 \cdot 10^{-2}$	$3.176 \cdot 10^{-2}$	24
Schale 1 Gesamt	$4.081 \cdot 10^{-2}$	$6.288 \cdot 10^{-2}$	$2.245 \cdot 10^{-2}$	96
Boden 1 oben	$2.155 \cdot 10^{-2}$	$6.360 \cdot 10^{-2}$	$0.379 \cdot 10^{-2}$	79

Tab.4.1 scheinbare reversible Volumen-Suszeptibilität, gemessen bei Raumtemperatur.

4.2 Messung der Richtungsanisotropie der scheinbaren reversiblen Volumensuszeptibilität bei Raumtemperatur

Die Richtungsanisotropie der magnetischen Suszeptibilität kann im wesentlichen auf die Kristallanisotropie und die Formanisotropie der magnetischen Partikel (innere Formanisotropie) zurückgeführt werden.

Mit dem Begriff der magnetischen Kristallanisotropie wird das Phänomen beschrieben, daß bei einem magnetischen Kristall bestimmte kristallographische Vorzugsrichtungen bezüglich der Magnetisierbarkeit existieren (sog. leichte, mittlere und schwere Richtungen). Das heißt, die Magnetisierungsarbeit die in einer Richtung zum Aufbau einer Magnetisierung aufgewendet werden muß, ist anders als in anderen Richtungen.

Der Begriff der Formanisotropie wurde bereits in der Einleitung erläutert.

Die Messung der Richtungsanisotropie der magnetischen Suszeptibilität von Gesteinsproben kann zur Bestimmung des Ge-

steinsgefüges verwendet werden (Hroudá, 1982). In Proben, die zu archäomagnetischen Messungen herangezogen werden, kann bisweilen eine Richtungsanisotropie der magnetischen Suszeptibilität festgestellt werden (speziell bei Töpferware), als deren Ursache im allgemeinen eine Einregelung länglicher oder blättchenförmiger magnetischer Partikel parallel zu den Wandflächen des Töpfergutes angenommen wird. Diese Einregelung ist bedingt durch den Ferti-gungsprozess auf der Töpferscheibe. Dabei wirkt auf den plasti-schen Ton ein Druck senkrecht zu den Oberflächen und eine durch Reibung bedingte Scherspannung parallel zu den Wandflächen des Töpfergutes.

Zur Bestimmung der Richtungsanisotropie der reversiblen Volumensuszeptibilität wurden die Proben mit der bereits er-wähnten Apparatur (Kappabridge Kly-2) in 15 verschiedenen Posi-tionen vermessen.

Die Auswertung der Messungen erfolgte mit einem von Jelinek und Franková (1977) entwickelten Computer-Programm. Das Ergebnis dieser Auswertung sind die Kenngrößen eines Suszeptibilitäts-Tensors, dessen drei Hauptachsen die Richtung der größten, mittleren und kleinsten Suszeptibilität angeben.

Jelinek (1977) beschreibt die Theorie zur Statistik der Messung der Richtungsanisotropie der magnetischen Suszeptibili-tät, sowie die Theorie zur Verarbeitung der Messergebnisse (Jelinek, 1978).

Um den Leser nicht mit einer unüberschaubaren und teilweise überflüssigen Datenmenge zu belasten, werden an dieser Stelle nur die für die Bearbeitung der gestellten Aufgabe wichtigen Ergeb-nisse vorgestellt. Im einzelnen sind dies die Anisotropiefaktoren P ($P = K_{\max}/K_{\min}$) sowie die Richtungen der Achsen der größten und kleinsten Suszeptibilität für die einzelnen vermessenen Proben.

Die Anisotropiefaktoren sind in den Abbildungen 4.2.1 und 4.2.2 für die Schalenproben und die Bodenproben getrennt in Histogrammform dargestellt.

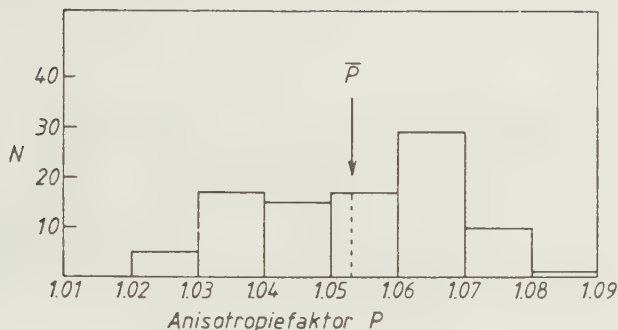


Abb.4.2.1 Anisotropiefaktoren P für die Proben aus der Schale 1 mit ihrem Mittelwert.

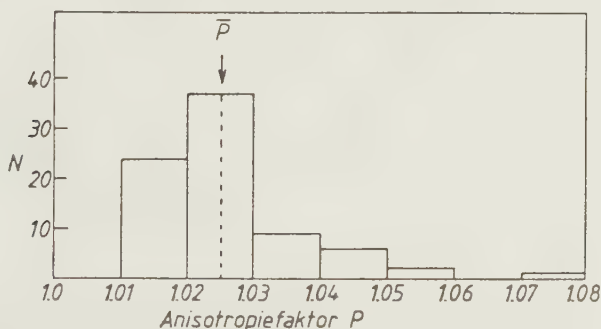


Abb.4.2.2 Anisotropiefaktoren P für die Bodenproben aus der oberen Hälfte der Platte 1 mit ihrem Mittelwert.

Die Richtungen der kleinsten Suszeptibilität zeigen eine erstaunliche Gruppierung. Sie stehen bei allen Proben nahezu senkrecht auf der Probenoberfläche, egal ob die Proben aus der Schale oder der Bodenplatte stammen und zudem unabhängig von der Höhe des Anisotropiefaktors. Eine ähnlich gute Gruppierung zeigen die Richtungen der größten Suszeptibilität der Schalenproben und weniger ausgeprägt die der Proben aus der Bodenplatte.

Unter Gruppierung ist in diesem Zusammenhang eine geringe Streuung der betreffenden Richtungen, bezogen auf das Probenkoordinatensystem zu verstehen.

Deutlich zu erkennen ist dies in Abb.4.2.3 am Beispiel der Proben S1-1 bis S1-24, also den Proben aus der untersten "Schicht" der Schale 1 ($\varphi = 5^\circ$).

Zahlen außen: große Achse
Zahlen innen: kleine Achse

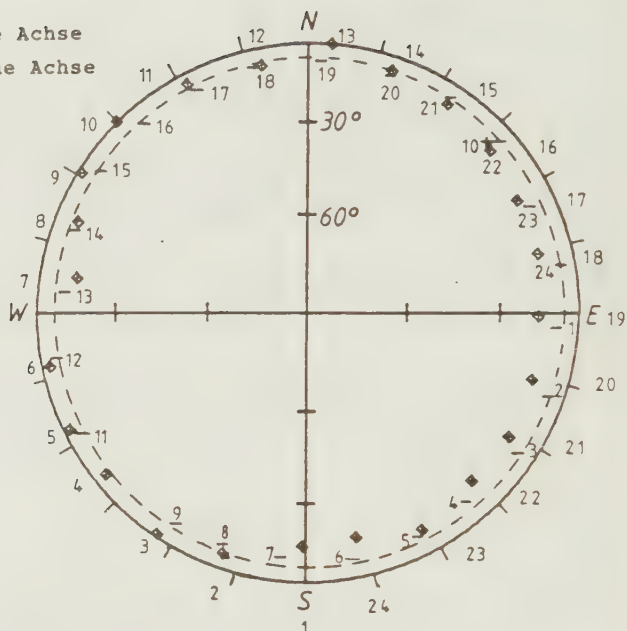


Abb.4.2.3 Hier sind die Richtungen der kleinsten (Rauten mit + für positive und - für negative Inklination in Inneren) Suszeptibilität und die Richtungen der größten Suszeptibilität (+ für positive, - für negative Inklination) für die Proben S1-1 bis S1-24 im Schmidt'schen Netz dargestellt. Das zugrunde liegende Koordinatensystem ist das der Ton-Halbkugelschale. Zum Vergleich ist die Richtung der Normalen zur Probenoberfläche eingezeichnet (gestrichelter Kreis). Die beiden Achsen sind jeweils um 90° versetzt, was anhand der Nummerierung der Proben zu erkennen ist.

Die Richtung der größten Suszeptibilität liegt, teilweise mitbedingt durch das Auswerteverfahren (Jelinek, 1978), genau senkrecht zur Richtung der kleinsten Suszeptibilität. Die mögliche Auswirkung bzw. Ursache für die Gruppierung und Orientierung der größten und kleinsten Suszeptibilität wird in Kapitel 5 diskutiert.

4.3 Temperaturabhängigkeit der scheinbaren reversiblen Suszeptibilität

Die Temperaturabhängigkeit der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität wurde mit einer Suszeptibilitätsbrücke der Firma Highmoor Ltd. (UK) gemessen. Die Brücke arbeitet ebenfalls mit einem magnetischen Wechselfeld der Frequenz 1 KHz, jedoch mit einer etwas höheren magnetischen Feldstärke von 800 A/m (≈ 10 Oe).

Eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise dieser Apparatur gibt Bucker (1983).

Im vorliegenden Problem ist die Temperaturabhängigkeit im Bereich von der Raumtemperatur bis zur Blockungs- bzw. Curie-temperatur von besonderem Interesse.

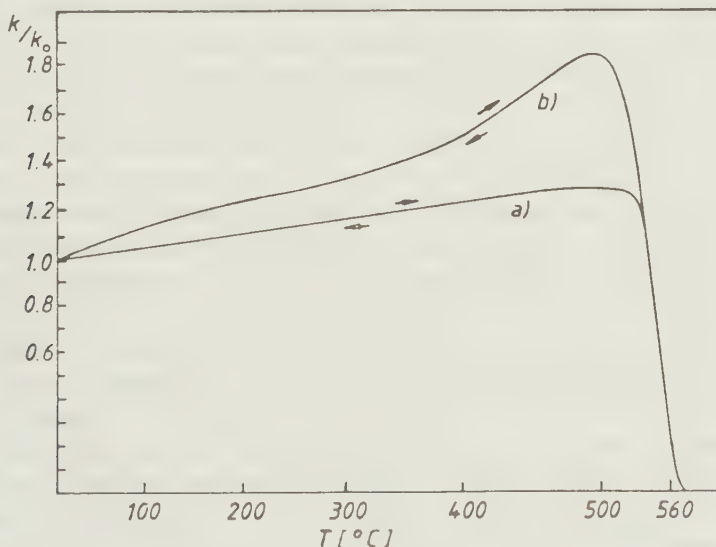


Abb.4.3.1 Auf den Wert bei Raumtemperatur normierte Suszeptibilität k/k_0 in Abhängigkeit von der Temperatur. Kurve a) wurde an unsepariertem Material gemessen, das vom innersten Rand einer Schalenprobe stammt. Unter dem inneren Rand einer Probe wird hier die den Sägespänen zugewandte Seite verstanden. Kurve b) wurde an unsepariertem Material aus der Mitte einer Probe gemessen.

Die maximale Erhöhung der scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität während der Temperaturerhöhung von der Raumtemperatur bis zur Curietemperatur liegt im Bereich von 1.8, und die minimale Erhöhung liegt bei 1.2. Diese Zunahme der Suszeptibilität läßt, sofern es sich um Magnetit oder Maghemit handelt, auf Teilchengrößen der magnetischen Partikel zwischen 0.2 μm und 0.5 μm schließen (Dunlop, 1974).

4.4 Messung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung

Die Temperaturabhängigkeit der spez. Sättigungsmagnetisierung σ_s wurde mit der Pendelwaage (Forrer'sches Prinzip) des Institutes für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München gemessen.

Eine genaue Beschreibung des Funktionsprinzipes gibt Petersen (1961).

Wenn in diesem Abschnitt von angereicherten oder nicht angereicherten Proben die Rede ist, so beziehen sich diese Bezeichnungen auf pulverisiertes Material des Experimentierofens, aus dem jeweils näher bezeichneten Teil einer Schale oder Platte, von dem entweder mit einem Handmagneten ferrimagnetische Partikel extrahiert wurden (angereichert) oder das im pulverisierten Zustand nicht weiter behandelt wurde (nicht angereichert).

Bei allen Proben der Schalen und den Proben aus dem oberen Teil der Bodenplatten konnten die gleichen $\sigma_s(T)$ -Abhängigkeiten gemessen werden, wobei zwischen angereicherten und nicht angereicherten Proben kein qualitativer Unterschied der Abhängigkeiten festgestellt werden konnte. In der Abbildung 4.4.1 sind diese $\sigma_s(T)$ -Kurven dargestellt.

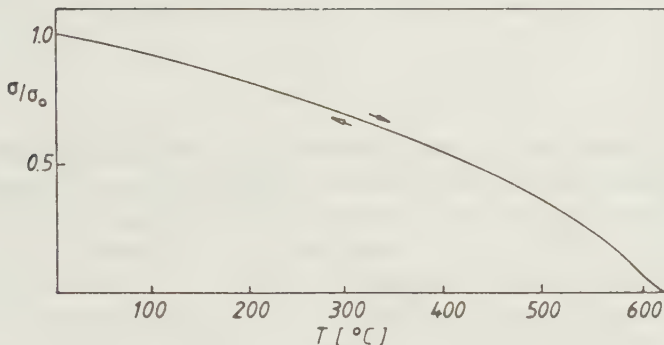


Abb.4.4.1 Temperatur-Abhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung (normiert auf den Wert bei Raumtemperatur) der Remanenzträger in den Schalenproben und in den oberen Bodenproben, gemessen an angereicherten und nicht angereicherten Proben. Die Pfeile kennzeichnen die völlige Reversibilität der $\sigma_s(T)$ -Abhängigkeit.

Die Ermittlung der Curietemperatur aus der in Abb.4.4.1 gezeigten Abhängigkeiten nach der Interpolations-Methode von Moskowitz (1981) ergab für die Remanenzträger in den Schalen und in den oberen Bodenteilen, in Übereinstimmung mit den in Abschnitt 4.3 gemessenen Werten, einen Wert von 560°C.

Die Messung der spezifischen Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur an den angereicherten Proben aus den oben bezeichneten Stellen ergab einen Wert von etwa 60 Am²/kg.

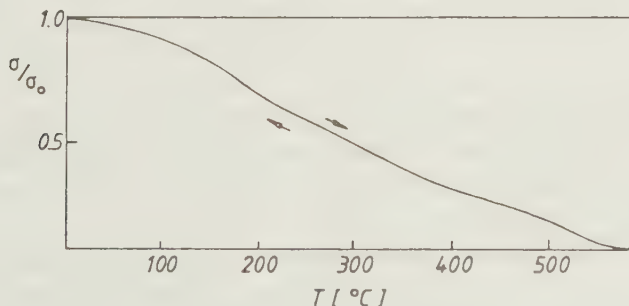


Abb.4.4.2 Temperatur-Abhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung der Remanenzträger aus dem unteren Teil der Bodenplatten, gemessen an nicht angereicherten Proben.

Die in Abb. 4.4.2 gezeigte $\sigma_s(T)$ -Abhängigkeit läßt erkennen, daß es sich hier um mindestens zwei magnetische Phasen handelt. Die erste, sehr schwach ausgeprägte (scheinbare) Curietemperatur beträgt 160°C und die zweite beträgt etwa 560°C .

Sehr deutlich ausgeprägt zeigt sich die Zweiphasigkeit in der nächsten Abbildung. Dort ist die $\sigma_s(T)$ -Abhängigkeit der Remanenzträger aus dem unteren Teil der Bodenplatten, gemessen an einer angereicherten Probe, dargestellt.

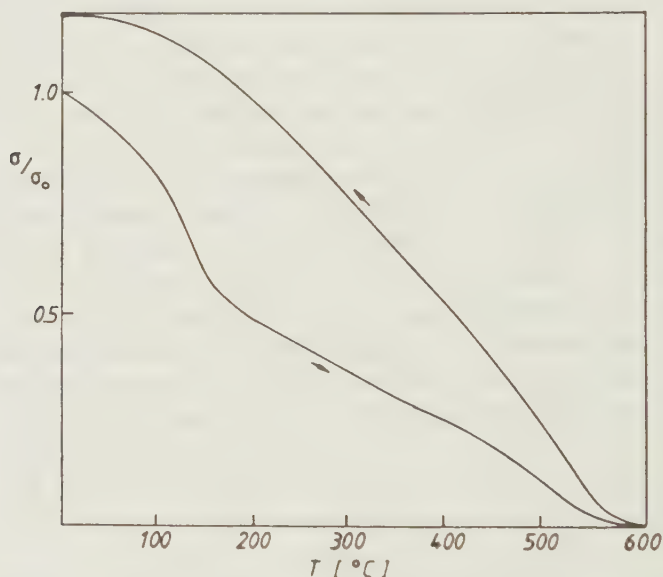


Abb.4.4.3 Temperaturabhängigkeit der spezifischen Sättigungsmagnetisierung der Remanenzträger aus dem unteren Teil der Bodenplatten, gemessen an angereichertem Material.

Die vorher schwach ausgeprägte, scheinbare Curietemperatur von 160°C ist nun sehr gut sichtbar. Die spezifische Sättigungsmagnetisierung der Anfangsphase beträgt etwa $20 \text{ Am}^2/\text{kg}$ und die der Endphase etwa $30 \text{ Am}^2/\text{kg}$. Diese Parameter deuten darauf hin, daß es sich bei dieser magnetischen Phase um einen TM 60 handelt, also einen Titanomagnetit mit 60% Ulvöspinell.

Zusammen mit den Gitterkonstanten werden die Messungen der $\sigma_s(T)$ -Abhängigkeit und die Messung der spezifischen Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur im nächsten Abschnitt zur Identifikation der Remanenzträger beitragen.

4.5 Identifikation der Remanenzträger und Bestimmung ihrer Gitterkonstanten

Die Bestimmung der Gitterkonstanten der Remanenzträger in archäologischen Proben, und wie sich herausstellte auch in den für die vorliegende Arbeit untersuchten Proben, ist nicht ganz unproblematisch.

Die Teilchengröße der magnetischen Partikel liegt im Mittel bei $1\mu\text{m}$ und die Partikel sind mit größeren Silikat-Teilchen aus der Matrix verwachsen. Mahlen und magnetische Extraktion genügen nicht um die magnetischen Partikel vollständig von den Teilchen der Matrix zu lösen. Bei der röntgenographischen Untersuchung einer gemahlten und extrahierten Probe (i.e. Debye-Scherrer Aufnahmen mit Kobalt $K\alpha$ -Strahlung) verursachen die Matrixteilchen viele Diffraktionslinien, die unglücklicherweise sehr dicht bei den Diffraktionslinien der untersuchten Remanenzträger (i.a. Spinelle) liegen und so die Auswertung erschweren (Schurr, Becker und Soffel, 1984).

Diese Schwierigkeiten konnten durch mehrmaliges Extrahieren und zwischenzeitliche Behandlung mit etwa 30%-iger, 80°C warmer Natronlauge ($\text{Na}(\text{OH})$) überwunden werden. Sehr wichtig ist dabei, daß die Extraktion aus destilliertem Wasser heraus erfolgte, das gleichzeitig mit einer Ultraschall-Quelle angeregt war.

Natürlich muß man sich bei der Anwendung dieser Methode immer bewußt sein, daß dabei eine Selektion der Remanenzträger erfolgt. Deshalb sollte möglichst anhand magnetischer Messungen überprüft werden, inwieweit sich angereicherte und nicht angereicherte Phase unterscheiden.

Die Bestimmung der Gitterkonstanten der stark magnetischen Remanenzträger anhand der Diffraktionslinien wurde an Proben von fünf verschiedenen Stellen durchgeführt. Im einzelnen sind dies: inneres (S_1), mittleres (S_M) und äußeres Drittel der Schalen (S_A)

sowie obere (B_0) und untere Hälfte der Bodenplatten (B_v). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tabelle 4.5.1 aufgelistet.

Probe	Identifizierte Phasen	Gitterkonstante a_c (Å)
S_I	Maghemit (≈ 7 Gew.-%)	8.330 ± 0.002
S_M	Maghemit (≈ 5 Gew.-%)	8.329 ± 0.002
S_A	Maghemit (≈ 2 Gew.-%)	Linien zu schwach
B_0	Magnetit oder Maghemit (≈ 3 Gew.-%)	8.381 ± 0.002
B_v	TM 60	8.474 ± 0.002
	zus. (≈ 4 Gew.-%) Maghemit	Linien zu schwach

Tab.4.5.1 Identifizierte Remanenzträger mit Gitterkonstanten und aus der σ_s -(T) Abhängigkeit abgeschätzten Gewichtsanteilen (Messung angereicherter und nicht angereicherter Proben).

Die Abschätzung der Gewichtsanteile der magnetischen Phasen aus den σ_s -(T)-Kurven angereicherter und nicht angereicherter Proben ist natürlich problematisch, da sie durch unsauberes extrahieren verfälscht sein können. Man kann jedoch in guter Näherung sagen, daß die Gewichtsanteile in der Größenordnung von 5 % liegen.

Mit der gemessenen Dichte des gebrannten Tones von 1.756 g/cm^3 und einer mittleren Dichte der magnetischen Phasen von 4.9 g/cm^3 ergibt sich für den mittleren Volumenanteil der magnetischen Phasen (ohne Hämatit) ein Wert von $\approx 2 \text{ Vol.-%}$.

4.6 Mößbauer-Spektroskopie

Als weitere Untersuchung zur Identifikation der Träger der thermoremanenten Magnetisierung und zur Abschätzung ihres Volumenanteils wurden von Frau Dr. Wagner am Institut für Radiochemie der Technischen Universität München in Garching mößbauerspektroskopische Messungen durchgeführt.

Da der Autor auf diesem Gebiet nicht mehr als ein gebildeter Laie ist, möchte er die Ergebnisse dieser Untersuchungen nicht in extenso diskutieren, sondern lediglich die für das vorliegende Problem wichtigen Resultate vorstellen.

Wichtigster Befund der Mößbauer-Spektroskopie war, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der röntgenographischen Untersuchungen, die Identifikation der Remanenzträger als Hämatit und Maghemit.

Vielleicht sollte man diesen Maghemit besser als maghemitisierten Magnetit bezeichnen, da die Isomerieverschiebung nicht so gering ist, wie sie bei einem gut ausgebildeten Maghemit erwartet wird.

Ein weiteres und wichtiges Ergebnis der Mößbauer-Spektroskopie ist die Abschätzung der Volumenanteile. Hier ergab sich als größtes Verhältnis (Maghemit:Hämatit) ein Wert von (70:30) (für die Probe, die in Tab.4.5.1 mit S₁ bezeichnet wurde) und als kleinstes Verhältnis (Maghemit:Hämatit) ein Wert von (20:80) (für die Probe, die in Tab.4.5.1 mit S_A bezeichnet wurde). Dieser Befund (Wagner, 1985) bestätigt in etwa die Abschätzung der Volumenanteile der magnetischen Phasen anhand der $\sigma_s(T)$ -Kurven von angereicherten und nicht angereicherten Proben.

Am Schluß dieses Abschnittes gilt es also festzuhalten, daß in den Schalen Hämatit und Maghemit und in den Bodenplatten Hämatit, TM 60 und Maghemit als Remanenzträger identifiziert werden konnten, wobei der Volumenanteil der stark magnetischen Phasen am Gesamtvolumen (Maghemit und TM 60) bei etwa 2 % liegt. Das zur Entstehung des TM 60 notwendige Titan ist als Verunreinigung im Hämatit vorhanden (fernmündliche Auskunft der Firma Jäger).

4.7 Rasterelektronenmikroskopische (REM) Aufnahmen

Die rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen wurden am Rasterelektronenmikroskop (Firma Kontron, Typ Jeol 35C) des Institutes für Technische Chemie der Technischen Universität München in Garching angefertigt.

Sie dienten hauptsächlich zur Bestimmung der Korngrößen und zur Überprüfung der Güte der magnetischen Extraktion.

In diesem Kapitel sind zum Vergleich die Aufnahmen angereicherter, nicht mit Na(OH) behandelter und angereicherter, mit Na(OH) behandelter Proben von verschiedenen Stellen der Schalen und Platten abgebildet. Die Bezeichnung der Proben ist dieselbe wie in Tabelle 4.5.1.

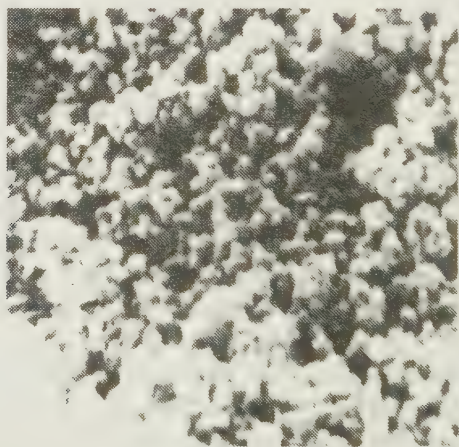


Abb.4.7.1 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des Hämatits, der dem weißbrennenden Ton beigemischt wurde. Zu sehen sind mehr oder weniger kugelförmige Teilchen mit einer (sichtbaren) mittleren Korngröße von etwa $0.8\ \mu\text{m}$. Die Kantenlänge der Abbildung entspricht $20\ \mu\text{m}$.

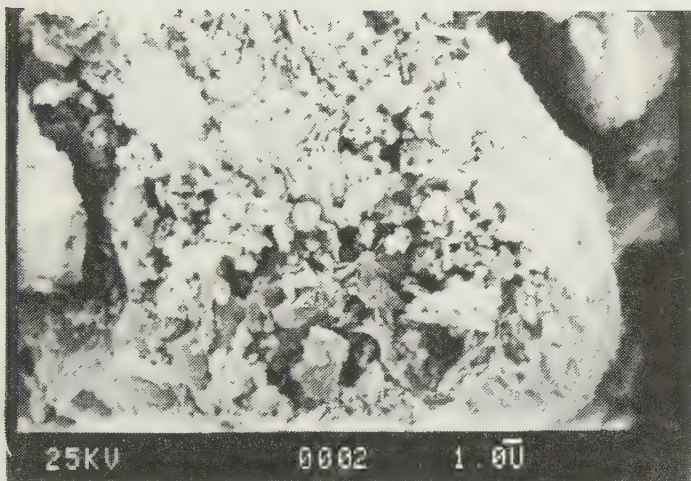


Abb.4.7.2 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Probe S_A (unbehandelt). Außer den, im Vergleich zu Abb.4.7.1 äußerlich unveränderten, magnetischen Partikeln (linker oberer Bildrand) sind die blättchenförmigen Tonminerale zu erkennen.

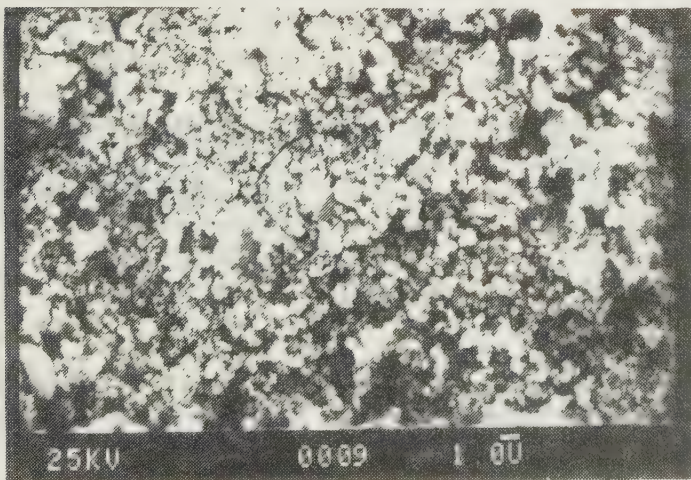


Abb.4.7.3 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Probe S_M (behandelt). Diese Aufnahme ist fast identisch mit Abb.4.7.1, d.h Korngröße und Form sind weitgehend unverändert. Nur sehr wenige Tonminerale sind zu sehen.

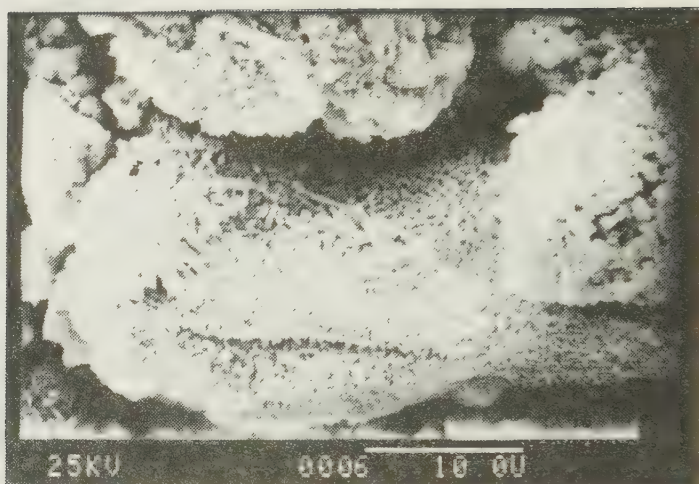


Abb.4.7.4 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Probe Bo. In der Mitte der Abbildung ist ein sog. Cluster aus magnetischen Teilchen zu sehen, die teilweise stäbchenförmig sind. Die nicht stäbchenförmigen Teilchen haben eine mittlere Korngröße von etwa $0.8\ \mu\text{m}$ wie das Ausgangsmaterial (Abb.4.7.1). Am Rand der Abbildung sind noch nicht vollständig aufgelöste Matrix-Teilchen zu erkennen.

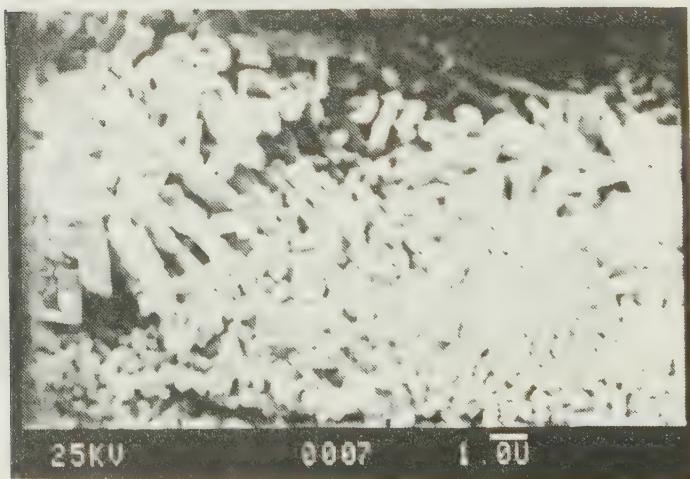


Abb.4.7.5 Ausschnittvergrößerung der Abb. 4.7.4.

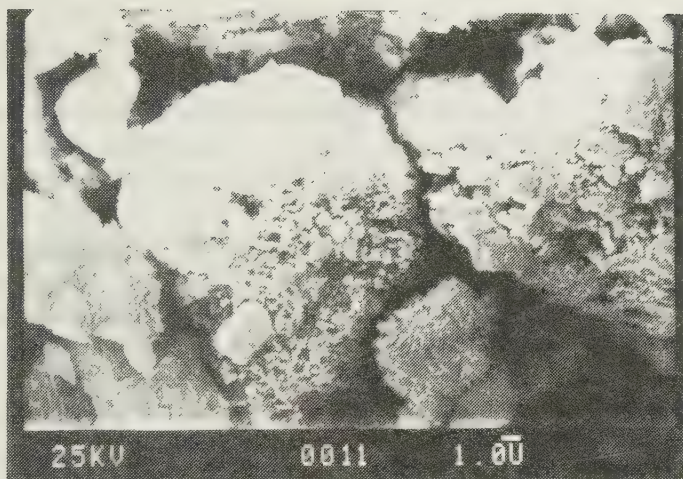


Abb.4.7.6 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Probe Bu (unbehandelt). In der Mitte der Abbildung ist wieder ein Cluster aus magnetischen Teilchen mit einer mittleren Korngröße von etwa $0.5 \mu\text{m}$ zu erkennen.

Zusammenfassend ist zu den gezeigten Abbildungen zu bemerken, daß die magnetischen Teilchen, außer im unteren Teil der Bodenplatten (Abbildungen 4.7.4 und 4.7.5), keine extremen Formen wie Nadelform oder Blättchenform aufweisen. Diese Tatsache gilt es bis zur Diskussion der Richtungsanisotropie der magnetischen Suszeptibilität im Gedächtnis zu behalten.

Die sichtbare Korngröße der Teilchen liegt im Mittel bei etwa $0.8 \mu\text{m}$, d.h. es handelt sich vermutlich um kleine Mehrbereichsteilchen (Butler und Banerjee, 1975), was auch die $k(T)$ -Abhängigkeit in Abschnitt 4.3 bestätigt.

5. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der theoretischen Betrachtungen und der Messungen im Zusammenhang diskutiert. In kleinerem Umfang werden zur Klärung einiger Fragen nochmals theoretische Betrachtungen angestellt bzw. Messergebnisse vorgestellt, die an anderer Stelle vielleicht zusammenhanglos erscheinen würden.

Wenn Effekte diskutiert werden sollen, welche die Richtung der TRM in einem Körper beeinflussen, müssen außer den entscheidenden Parametern auch die physikalischen Gegebenheiten zum Zeitpunkt der TRM-Konservierung betrachtet werden. Das bedeutet insbesondere für das vorliegende Problem, daß die Suszeptibilität, die während der Blockungsprozesse herrscht, betrachtet werden muß.

Aus diesem Grund wurde die Temperaturabhängigkeit der scheinbaren reversiblen Volumensuszeptibilität gemessen. Die Messungen ergaben Werte für $k_{rs}(T_B)$ zwischen $4.9 \cdot 10^{-2}$ und $7.3 \cdot 10^{-2}$. Die Obereinstimmung zwischen der berechneten Richtung des inneren Magnetfeldes und der gemessenen Richtung der TRM fordert jedoch einen Wert für die bei der "magnetischen" Brechung maßgeblichen Suszeptibilität von etwa 1.0. Daraus folgt, daß die scheinbare reversible Volumensuszeptibilität ($k_{rs}(T_B)$) nicht der entscheidende Parameter bei der Abschätzung des Einflusses der "magnetischen" Brechung bzw. der äußeren Formanisotropie sein kann.

Die Herleitung des "magnetischen" Brechungsgesetzes für eine Probe aus homogenem magnetischen Material hat gezeigt, daß dort die wahre Materialsuszeptibilität k_r berücksichtigt werden muß. Folglich ist damit zu rechnen, daß auch bei der Abschätzung des Einflusses der "magnetischen" Brechung bei heterogenen Proben die wahre Materialsuszeptibilität der in der Probe enthaltenen magnetischen Partikel k_k berücksichtigt werden muß. Aus diesem Grund wird das "magnetische" Brechungsgesetz für eine Probe, die aus einer unmagnetischen Matrix und einem Volumenanteil p an magnetischen Teilchen besteht, nochmals abgeleitet. Dabei wird für die

Suszeptibilität der Probe die mittlere Materialsuszeptibilität der in der Probe enthaltenen magnetischen Partikel (k_k), multipliziert mit ihrem Volumenanteil-Faktor p , eingesetzt. Dieses Produkt $p \cdot k_k$ entspricht einer in der Probe "verschmierten", mittleren wahren Material-Suszeptibilität der magnetischen Partikel.

Das Endergebnis der neuerlichen Ableitung wird dann, aufgrund des oben beschriebenen Ansatzes mit $p \cdot k_k$, das "magnetische" Brechungsgesetz in der folgenden Form sein:

$$\tan(\beta) = \tan(\alpha) \cdot (1 + p \cdot k_k) \quad (5.1)$$

Als Zwischenergebnis der Ableitung wird ein Ausdruck erwartet, mit dem sich die scheinbare Volumensuszeptibilität einer Probe (k_{ps}), die den Volumenanteil p an magnetischen Partikeln enthält, in Abhängigkeit der mittleren wahren Material-Suszeptibilität der magnetischen Partikel (k_k) und den Entmagnetisierungsfaktoren N_k (Korn) sowie N_p (Probe) berechnen läßt

Durch die Übereinstimmung zwischen Modellrechnung und Experiment, insbesondere für die Schale 1 (Abb.3.4.1 und 3.4.2), ist das Produkt $p \cdot k_k$ bei der Blockungstemperatur der Remanenzträger nach Glg.(5.1) festgelegt: $p \cdot k_k \approx 1.0$. Mit $p \approx 0.02$ folgt für die mittlere Materialsuszeptibilität (k_k) der magnetischen Partikel bei der Blockungstemperatur (TB): $k_k(TB) \approx 50$.

Mit den somit als bekannt vorausgesetzten Parametern p und $k_k(TB)$ sowie der gemessenen Temperaturabhängigkeit der scheinbaren Volumensuszeptibilität der Proben, wird die bei Raumtemperatur messbare, scheinbare Volumensuszeptibilität $k_{ps}(RT)$ der Proben berechnet.

Der Vergleich dieser Suszeptibilität, die sich bei der gezeigten Übereinstimmung zwischen Modellrechnung und Experiment an den Proben theoretisch messen lassen müßte, mit der tatsächlich gemessenen Suszeptibilität wird zeigen, ob der Ansatz mit der "verschmierten", mittleren wahren Material-Suszeptibilität $p \cdot k_k$ richtig ist.

Für diese Ableitung ist es zweckmäßig, sich zunächst der "Maxwell'schen Betrachtungsweise" zu bedienen. Die Gesetzmäßig-

keiten des Selbst-Entmagnetisierungseffektes entstehen aus der Forderung, daß die Komponenten der magnetischen Induktion senkrecht zur Oberfläche eines Körpers in seinem Inneren ($\mu_1 \cdot H_{1\perp}$) und außerhalb des Körpers ($\mu_a \cdot H_{a\perp}$) gleich sein müssen:

$$\mu_1 \cdot H_{1\perp} = \mu_a \cdot H_{a\perp} \quad (5.2)$$

Unter der Annahme, daß es sich bei dem betrachteten Körper um ein einzelnes magnetisches Teilchen mit der Material-Suszeptibilität k_k handelt, das sich in einem Raum mit der magnetischen Induktion B_a befindet, kann man für Gleichung (5.2) auch schreiben:

$$(1+k_k) \cdot H_{1\perp} = H_{a\perp} \quad (5.3)$$

oder:
$$H_{1\perp} = H_{a\perp} - k_k \cdot H_{1\perp} \quad (5.4)$$

Mit der Verwendung des richtungsabhängigen Entmagnetisierungsfaktors N_k des magnetischen Teilchens und der Beziehung:

$$J_k = k_k \cdot H_1 \quad (5.5)$$

lautet die mit k_k multiplizierte Gleichung (5.4):

$$J_k = k_k \cdot (H_{a\perp} - N_k \cdot k_k \cdot H_1) \quad (5.6)$$

Für das Produkt $k_k \cdot H_1$ in der Klammer auf der rechten Seite der Gleichung (5.6) wurde absichtlich zunächst nicht die Beziehung (5.5) verwendet, da sonst beim Übergang der Betrachtung eines Teilchens auf die Betrachtung einer Probe, die den Volumenanteil p solcher Teilchen enthält, die Gefahr von Verwechslungen entsteht. Bei dieser heterogenen Probe müssen nicht nur die beiden Magnetfelder H_1 und H_a , sondern die drei Magnetfelder H_{1k} (Magnetfeld im einzelnen Korn), H_{1p} (Magnetfeld in der Probe, aber außerhalb der Körner) und das außerhalb der Probe herrschende Magnetfeld H_a berücksichtigt werden.

Betrachtet man nun eine Probe mit einem Entmagnetisierungsfaktor $N_p = 0$, die einen Volumenanteil p an magnetischen Teilchen

mit dem Entmagnetisierungsfaktor N_k ($N_k \neq 0$) enthält, kann man für die Magnetisierung der Probe (J_F) folgende, zu Glg. (5.6) analoge Beziehung angeben:

$$J_F = p \cdot J_k = p \cdot k_k \cdot (H_{1F} - N_k \cdot k_k \cdot H_{1k}) \quad (5.7),$$

weil in diesem Fall "aus der Sicht jedes einzelnen Kornes" H_{1F} gleich H_a ist.

Die Umformung der Gleichung (5.7) unter der Verwendung von (5.5) und $J_F = p \cdot J_k$ ergibt die Beziehung:

$$J_F \cdot (1 + N_k \cdot k_k) = p \cdot k_k \cdot H_{1F} \quad (5.8)$$

Wenn der Entmagnetisierungsfaktor der Probe N_F ungleich 0 ist ($N_F \neq 0$) lautet die der Gleichung (5.7) entsprechende Formel zur Berechnung der Magnetisierung der Probe wie folgt:

$$J_F = p \cdot J_k = p \cdot k_k \cdot (H_a - N_k \cdot k_k \cdot H_{1k} - N_F \cdot p \cdot k_k \cdot H_{1F}) \quad (5.9)$$

Mit den Gleichungen (5.5) - wobei man jetzt für H_1 aber H_{1k} einsetzen muß - und (5.8) erhält man folgenden Ausdruck zur Berechnung der Magnetisierung (J_F) der Probe:

$$J_F = p \cdot k_k \cdot (H_a - N_k \cdot J_k - N_F \cdot J_F \cdot (1 + N_k \cdot k_k)) \quad (5.10)$$

Der Term $(-N_k \cdot J_k)$ beschreibt die entmagnetisierende Wirkung jedes einzelnen Kornes auf das äußere Magnetfeld H_a im einzelnen Korn, und der Term $(-N_F \cdot J_F \cdot (1 + N_k \cdot k_k))$ beschreibt die entmagnetisierende Wirkung der gesamten Körner auf das äußere Magnetfeld H_a in der Probe aber außerhalb der Körner, wobei erstere von der Kornform und letztere von der Probenform abhängt.

Umgeformt ergibt Glg. (5.10) folgenden Ausdruck:

$$J_F + p \cdot k_k \cdot N_k \cdot J_k + p \cdot k_k \cdot N_F \cdot J_F \cdot (1 + N_k \cdot k_k) = p \cdot k_k \cdot H_a \quad (5.11)$$

daraus ergibt sich:

$$J_P \cdot (1 + N_K \cdot k_K + p \cdot k_K \cdot N_P \cdot (1 + N_K \cdot k_K)) = p \cdot k_K \cdot H_a \quad (5.12)$$

oder:

$$J_P \cdot (1 + N_K \cdot k_K) \cdot (1 + N_P \cdot p \cdot k_K) = p \cdot k_K \cdot H_a \quad (5.13)$$

Damit kann man für die Berechnung von J_P folgende Gleichung angeben:

$$J_P = p \cdot k_K \cdot H_a / ((1 + N_K \cdot k_K) \cdot (1 + N_P \cdot p \cdot k_K)) \quad (5.14)$$

Gleichung (5.14) gilt jedoch nur näherungsweise, und zwar dann, wenn eine magnetostatische Wechselwirkung zwischen den einzelnen Körnern (Lorentz-Feld) vernachlässigt werden kann (i.a. wenn gilt: $p \ll 1$).

Bei dieser Beziehung handelt es sich um das anfangs erwähnte Zwischenergebnis, mit dem sich die (meßbare) scheinbare reversible Volumenssuszeptibilität einer Probe (k_{P_s}), die den Volumenanteil p an magnetischen Partikeln enthält, berechnen läßt:

$$k_{P_s} = p \cdot k_K / ((1 + N_K \cdot k_K) \cdot (1 + N_P \cdot p \cdot k_K)) \quad (5.15)$$

An dieser Stelle kann man nun wieder, wie in der Einleitung gezeigt, die Komponenten der Magnetisierung J_P , parallel und senkrecht zur Oberfläche einer Probe angeben. Der Entmagnetisierungsfaktor der Probe senkrecht zur Oberfläche ist 1 ($N_{P\perp} = 1$) und der Entmagnetisierungsfaktor der Probe parallel zur Oberfläche ist 0 ($N_{P\parallel} = 0$). Damit ergibt sich für die Magnetisierungskomponenten in der Probe:

$$J_{P\parallel} = p \cdot k_K \cdot H_{a\parallel} / (1 + N_K \cdot k_K) \quad (5.16)$$

und:

$$J_{P\perp} = p \cdot k_K \cdot H_{a\perp} / ((1 + N_K \cdot k_K) \cdot (1 + p \cdot k_K)) \quad (5.17)$$

Daraus folgt für das "magnetische" Brechungsgesetz für eine Probe, die den Volumenanteil p an magnetischen Körnern enthält

die bereits eingangs dieses Kapitels beschriebene Beziehung:

$$\tan(\beta) = \tan(\alpha) \cdot (1 + p \cdot k_k) \quad (5.1)$$

Die Suszeptibilität k_k in dieser Gleichung ist eine Größe, die der mittleren wahren Suszeptibilität im einzelnen magnetischen Korn entspricht. Das Produkt $p \cdot k_k$ kann als wahre Suszeptibilität des heterogenen Materials verstanden werden und hängt sicherlich sehr empfindlich von verschiedenen, für uns nicht exakt bestimmbar Größen ab. Das Problem, diese wahre Suszeptibilität der Körner zu bestimmen, stellt sich hier jedoch nicht. Um die Richtigkeit der obigen Ableitung zu überprüfen genügt es vielmehr, die scheinbare Suszeptibilität, die man an den Proben messen können müßte, anhand der gefundenen Gleichung (5.15) zu berechnen und mit den tatsächlich gemessenen Suszeptibilitäten zu vergleichen.

Aus der gezeigten Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für die Schale 1 (Abb. 3.4.1 und 3.4.2) folgt, daß der Wert für das Produkt $p \cdot k_k$ dort etwa 1.0 sein muß (Seite 32). Desweiteren ergibt sich für den Volumenanteil p der magnetischen Teilchen ein Wert von etwa 0.02 (2 Vol.-%) (Seite 52).

Für k_k ergibt sich damit ein Wert von 50, der bei den bestimmten Korngrößen von etwa 1 μm nicht unrealistisch zu sein scheint.

Problematisch ist die Angabe eines Wertes für den mittleren Entmagnetisierungsfaktor der magnetischen Körner in der Probe (N_k).

Als Obergrenze für N_k gilt der Entmagnetisierungsfaktor einer Kugel (1/3). Parry (1980) bestimmte den mittleren Entmagnetisierungsfaktor von natürlichen Magnetitkörnern unterschiedlicher Korngrößenklassen, die in einer unmagnetischen Matrix annähernd statistisch verteilt waren. Als niedrigsten Wert erhielt er 0.24. Somit dürfte man annehmen, daß der mittlere Entmagnetisierungsfaktor der magnetischen Teilchen im vorliegenden Fall zwischen 0.24 und 0.33 liegt.

Der Entmagnetisierungsfaktor der Proben (N_p), wie sie in der Messapparatur zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der

scheinbaren reversiblen Volumenssuszeptibilität verwendet werden, ist ca. 0.1. Dies ist der Entmagnetisierungsfaktor in der Längsachse eines Zylinders mit einem Verhältnis Länge:Durchmesser von ca. 2:1 (Bozorth, 1955).

Mit diesen Angaben für N_r und N_k sowie den Werten $p = 0.02$, $k_k = 50$ und $p \cdot k_k = 1.0$ ($k_{M.A.111}$) ergibt sich für die theoretisch zu messende, scheinbare reversible Volumenssuszeptibilität Glg. (5.15) ein Bereich zwischen $5.14 \cdot 10^{-2}$ und $7.00 \cdot 10^{-2}$. Die anfangs dieses Kapitels erwähnten, tatsächlich gemessenen Werte liegen im Bereich zwischen $4.9 \cdot 10^{-2}$ und $7.3 \cdot 10^{-2}$.

Diese Übereinstimmung zeigt in beeindruckender Weise, daß die Näherungen, die in der neuerlichen Ableitung des "magnetischen" Brechungsgesetzes zugelassen werden mußten, nicht sehr weit von den tatsächlichen Gegebenheiten wegführen.

Für paläo- und archäomagnetische Untersuchungen impliziert diese Tatsache, daß der einfache Zusammenhang, Richtung der TRM ist gleich Richtung des Erdmagnetfeldes, zumindest für Konzentrationen von Magnetit größer als etwa 2 Vol.-% nicht unbedingt richtig ist.

An dieser Stelle könnte die anfangs gestellte Aufgabe als hinreichend bearbeitet angesehen werden, da gezeigt werden konnte, in welcher Weise die Richtung der TRM in einem magnetisierbaren Körper von der Körperform abhängt.

Prinzipiell müßte es also jetzt möglich sein, für jede archäomagnetisch oder paläomagnetisch zu untersuchende Einheit die, für den Effekt der äußeren Formanisotropie maßgebende Suszeptibilität zu bestimmen und den Effekt damit rechnerisch zu beseitigen. In der Praxis ist dies jedoch nahezu unmöglich, weil die mittlere wahre Materialsuszeptibilität der magnetischen Partikel in einer Probe (k_k) kaum zu messen ist.

Aus diesem Grund soll im folgenden eine Methode vorgestellt werden, die es unter gewissen Umständen erlaubt, anhand der thermischen Entmagnetisierung einzelner Proben den Einfluß der äußeren Formanisotropie auf die Richtung der TRM weitgehend zu beseitigen.

Grundlage hierfür bilden die magnetischen Eigenschaften der untersuchten Remanenzträger, vor allem die bisher kaum ange-

sprochenen des Hämatits.

Hämatit dürfte eigentlich aufgrund seiner Struktur gar keine remanente Magnetisierung tragen, da er antiferromagnetisch ist. Daß er trotzdem eine, wenn auch sehr schwache, remanente Magnetisierung trägt wird anhand des spin-canting (Dzyaloshinsky, 1958) erklärt. Seine spezifische Sättigungsmagnetisierung beträgt etwa $0.5 \text{ Am}^2/\text{kg}$, also etwa den hundertsten Teil der spezifischen Sättigungsmagnetisierung des Maghemit, der in den Proben als wichtigster Remanenzträger vorkommt. Seine Curietemperatur beträgt etwa 680°C und ist damit 120°C höher als die des Maghemit.

Wenn also eine Probe, die wie im vorliegenden Fall beide magnetische Phasen enthält, von Temperaturen oberhalb 700°C in einem Magnetfeld abkühlt, müßte vom schwach magnetischen Hämatit eine TRM konserviert werden, deren Richtung aufgrund seiner äußerst geringen Suszeptibilität nahezu parallel zur Richtung des äußeren Magnetfeldes liegt.

Der Maghemit kann unterhalb seiner Curietemperatur nur eine TRM erwerben, deren Richtung durch den Einfluß der "magnetischen" Brechung, aufgrund der nun sehr viel höheren Suszeptibilität, unterschiedlich von der des äußeren Magnetfeldes ist.

Die Richtigkeit dieser Überlegung wurde anhand der thermischen Entmagnetisierung einiger Proben überprüft. Gemessen wurde dazu die TRM von 12 Proben der Schale 2 nach verschiedenen Entmagnetisierungsstufen. Die Abbildungen auf der nächsten Seite zeigen die Richtung und die Intensität der TRM während einer repräsentativen thermischen Entmagnetisierung (gemessen an der Probe S2-10).

Im Zijdeveld-Diagramm der Abbildung 5.1 ist die Richtung des Erdmagnetfeldes nicht zu erkennen. Die Ursache dafür liegt in der Darstellungsweise und den dramatischen Unterschieden der Intensitäten der partiellen thermoremanenten Magnetisierungen (PTRM). Die PTRM des Hämatit oberhalb einer Temperatur von 600°C hat eine Intensität von etwa 0.1 A/m , also weniger als 1 % der Intensität der totalen TRM. Dieses Verhältnis entspricht in etwa dem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierungen beider Phasen bei Raumtemperatur, da im vorliegenden Fall die Konzentrationen beider Phasen ungefähr gleich sind.

Betrachtet man die zugehörigen Zahlenwerte für die Richtung der TRM, die sich nach den verschiedenen Entmagnetisierungsschritten ergibt, so zeigt sich bei dieser Probe die Richtung des äußeren Magnetfeldes ($D = 0^\circ$ und $I = 63^\circ$) nach der Entmagnetisierung bei 600°C .

In Tabelle 5.1 sind die Werte der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM), die im vorliegenden Fall der totalen TRM entspricht, und die Werte der TRM, die nach einer Entmagnetisierung bei 580°C bis 620°C übrig bleibt, eingetragen. Die gesamten Werte dieser thermischen Entmagnetisierung sind im Anhang angegeben.

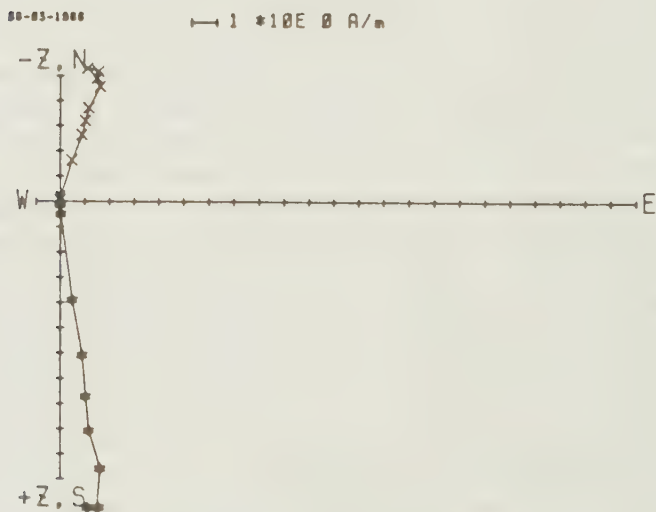


Abb.5.1 Zijderveld-Diagramm für die thermische Entmagnetisierung der Probe S2-10. Die Kreuze kennzeichnen die Richtung und die Intensität der Horizontalkomponenten, die Sternchen die der Vertikalkomponenten der TRM.

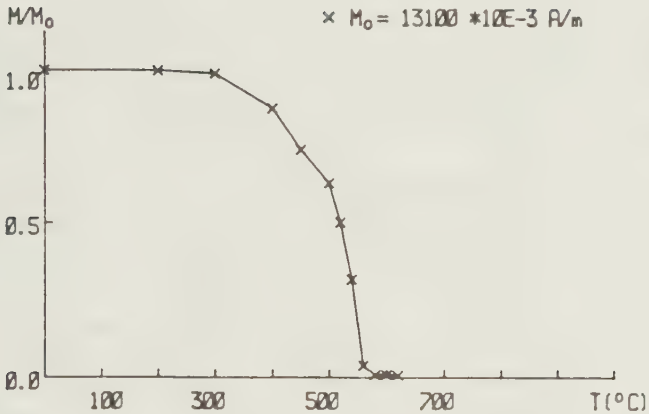


Abb.5.2 Darstellung der Intensität der TRM, normiert auf den Wert bei Raumtemperatur (Ordinate), nach den in der Abszisse angegebenen Entmagnetisierungsschritten.

Die Richtung des Erdmagnetfeldes ($D = 0^\circ$ und $I = 63^\circ$) konnte nicht bei allen Proben herauspräpariert werden. Der Grund dafür liegt in der Zwei-Phasigkeit der magnetischen Teilchen. Sie entsteht durch die unvollständige mineralogische Umwandlung des Hämatit zur anderen magnetischen Phase. Die thermische Entmagnetisierung findet zwar im magnetfeldfreien Raum statt, jedoch kann die magnetische Phase mit der niedrigeren Curietemperatur im Teilchen durch die Restmagnetisierung der anderen magnetischen Phase eine unerwünschte (sekundäre) TRM konservieren.

Im allgemeinen wird diese sekundäre TRM nicht dieselbe Richtung aufweisen wie die primäre TRM des Hämatits, weil sie natürlich sehr stark von der geometrischen Form der Partikel beider Phasen abhängt. Aus diesem Grund ist anzunehmen, daß in den Proben, wo die Richtung des Erdmagnetfeldes herauspräpariert werden konnte, einphasige Teilchen (Partikel entweder aus Hämatit oder aus Maghemit) in der Mehrzahl sind, oder die sekundäre TRM parallel bzw. antiparallel zur primären TRM des Hämatit konserviert wurde.

Probe	Entmag.-Temp.	Dekl.	Inkl.	Int. (10^{-3} A/m)
S2- 1	NRM	5.5	77.7	11,854
	600°C	1.2	71.5	281
S2- 2	NRM	347.9	78.2	11,768
	600°C	349.5	71.7	599
S2- 3	NRM	340.6	73.2	11,768
	620°C	2.6	66.7	137
S2- 4	NRM	333.1	66.8	12,649
	620°C	0.9	65.8	69
S2- 5	NRM	340.1	68.8	13,489
	600°C	0.6	60.9	83
S2- 6	NRM	342.8	65.9	13,089
	620°C	356.8	64.4	76
S2- 7	NRM	358.5	66.0	13,165
	580°C	358.6	63.8	1,544
S2- 8	NRM	5.4	63.6	13,496
	580°C	4.4	60.2	2,802
S2- 9	NRM	8.9	65.5	13,993
	600°C	5.3	60.0	70
S2-10	NRM	11.9	65.9	13,143
	600°C	359.3	62.0	134
S2-11	NRM	12.5	68.5	12,251
	600°C	4.8	64.1	202
S2-12	NRM	6.8	70.6	11,582
	600°C	3.1	62.7	101

Tab.5.1 Richtung und Intensität der NRM bzw. der TRM nach der thermischen Entmagnetisierung bei den jeweils angegebenen Temperaturen. Bei den Proben, deren TRM nach der Entmagnetisierung nicht in Richtung des Erdmagnetfeldes ($D = 0^\circ$, $I = 63^\circ$) zeigt, ist doch zumindest eine Verbesserung der TRM-Richtung in Richtung des Erdmagnetfeldes zu erkennen.

Trotzdem ist zu sehen, daß die Annahme, die ursprüngliche Richtung des Erdmagnetfeldes müßte im Hämatit konserviert sein, zutrifft. Denn auch dort, wo die Richtung nicht herauspräpariert werden konnte, ist wenigstens die Tendenz zu erkennen, daß die Richtung der TRM in die Richtung des Erdmagnetfeldes einschwenkt.

Ein Effekt, der ebenfalls gemessen wurde und zur Abweichung der Richtung der TRM in den untersuchten Proben beitragen könnte, ist die Richtungsanisotropie der scheinbaren reversiblen Suszeptibilität, deren Ursachen nun diskutiert werden.

Da die Teilchen in überwiegendem Maße recht regelmäßig geformt sind und somit eine "mechanische" Einregelung der Teilchen beim Fertigungsprozess unwahrscheinlich ist, kann man nicht annehmen, daß die Richtungsanisotropie der Suszeptibilität durch die Kristallanisotropie verursacht wird.

Logischer und auch durch Messungen zu belegen ist die folgende Erklärung, die einerseits die Konfiguration der magnetischen Bereichsstrukturen und andererseits die mineralogischen Verhältnisse in den Proben berücksichtigt.

Durch die speziellen Bedingungen, die während des Brennens der "Modellöfen" geschaffen wurden, erfolgte die mineralogische Umwandlung "gradientenhaft". Das heißt, sie erfolgte in gleichem Maße in Schichten, die parallel zur Oberfläche waren. Somit besteht jede einzelne Probe aus mehreren Schichten, die von außen nach innen einen immer größeren Anteil der stärker magnetischen Phase enthalten (Seite 52, Tab. 4.5.1). Parallel zu diesen Schichten ist der Entmagnetisierungsfaktor minimal und senkrecht dazu maximal.

Dieser Umstand (im folgenden: "mineralogische" Formanisotropie) könnte also die Tatsache erklären, daß die Richtung, in der die kleinste Suszeptibilität gemessen werden konnte, senkrecht auf der Probenoberfläche steht.

Die Konfiguration der magnetischen Bereichsstrukturen bedingt dagegen, daß die Suszeptibilität in Richtung der remanenten Magnetisierung (und damit parallel zur Probenoberfläche) minimal ist, da Drehungen der magnetischen Bereiche "schwerer" sind als Wandverschiebungen senkrecht zur Wandrichtung. Der daraus re-

sultierende Anisotropiegrad müßte mit der Anzahl der ausgerichteten Bereiche, also mit der Intensität der Magnetisierung, zunehmen.

Damit ergibt sich ein Widerspruch zur vorherigen Begründung für die Richtung der kleinsten Suszeptibilität.

Aus diesem Grund wurde einigen Proben eine sehr starke isothermale remanente Magnetisierung (IRM) senkrecht zur TRM aufgeprägt (in einem Magnetfeld mit der magnetischen Induktion von 1.2 Tesla). Das Ergebnis war folgendes: die größte Suszeptibilität konnte nun senkrecht zur IRM gemessen werden, also senkrecht zu ihrer ursprünglichen Richtung, und die kleinste Suszeptibilität wurde parallel zur IRM (und damit auch parallel zur Probenoberfläche) gemessen.

Das heißt, daß beide Erklärungen zur Richtung der kleinsten Suszeptibilität zutreffen; jedoch sind im TRM-Status zuwenig Bereiche in Richtung der TRM magnetisiert um, entgegen der "mineralogischen" Formanisotropie, die kleine Achse der Suszeptibilität parallel zur TRM einzustellen.

Im IRM-Status dagegen (der bei einer Induktion von 1.2 Tesla fast dem gesättigten Zustand nahekommt) sind genügend Bereiche in IRM-Richtung ausgerichtet, sodaß sich die kleine Achse der Suszeptibilität parallel zur Richtung der Magnetisierung einstellt. Damit ist auch die Vermutung bestätigt, daß der Anisotropiegrad, der aus der Konfiguration der Bereichsstrukturen resultiert, mit der Anzahl der ausgerichteten Bereiche zunimmt.

Um nun den Einfluß der Richtungsanisotropie abzuschätzen, kann man den Anisotropie-Faktor $P (= k_{max}/k_{min})$ betrachten, der für 175 Proben des "Modellofens 1" gemessen wurde.

Der Mittelwert von P beträgt 1.053 bei den Schalenproben und 1.025 bei den Bodenproben. Das heißt die größte scheinbare reversible Volumensuszeptibilität war bei den Schalenproben im Mittel um 5.3 % höher als die kleinste und entsprechend 2.5 % bei den Bodenproben.

Da die "mineralogische" Formanisotropie als Ursache für die Richtungsanisotropie der Suszeptibilität identifiziert werden konnte, kann man annehmen, daß der Anisotropiefaktor bei Temperaturen während der TRM-Blockung nicht sehr viel größer war, als er

bei Raumtemperatur ist.

Folglich müßte auch die TRM-Komponente in Richtung der großen Achse der Suszeptibilität um etwa 5 % höher sein als die TRM-Komponente in Richtung der kleinen Achse der Suszeptibilität, was einer Ablenkung der TRM-Richtung von ungefähr 1.5° entspricht. Im Vergleich zu dem Effekt der "magnetischen" Brechung kann diese Auslenkung vernachlässigt werden, da sie schon im Bereich der Meßungenauigkeit des Spinner-Magnetometers liegt.

Die nicht nur von Tarling et al. (1986) festgestellte Tatsache, daß an den Stellen, wo die Ablenkung des inneren Magnetfeldes größer ist als an anderen Stellen, die TRM eine geringere Intensität zeigt, läßt sich nun anhand der Formel (5.15) erklären. Die scheinbare Suszeptibilität nimmt nach dieser Formel, mit zunehmender Materialsuszeptibilität der magnetischen Teilchen, einen Maximalwert an und nähert sich dann in abnehmender Weise ihrem Grenzwert für ein sehr großes k_k .

Dieses Verhalten (Annäherung an den Grenzwert von oben) der scheinbaren Suszeptibilität erklärt die geringere Intensität der TRM, an Stellen mit größerer Ablenkung des inneren Magnetfeldes, da die scheinbare Suszeptibilität nach wie vor der wichtigste Proportionalitätsfaktor zwischen Magnetfeld und Magnetisierung ist.

6. Zusammenfassung

Das hauptsächliche Anliegen paläo- und archäomagnetischer Untersuchungen, die den überwiegenden Teil gesteinsmagnetischer Forschungen darstellen, ist es, Aussagen über den Zustand des Erdmagnetfeldes in der geologischen bzw. archäologischen Vergangenheit zu machen. Dazu bedient sich der Gesteinsmagnetiker der verschiedenen Formen der remanenten Magnetisierung, deren wichtigste die thermoremanente Magnetisierung ist (TRM).

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Problem, ob diese TRM immer parallel zum äußeren Magnetfeld ist, dem die betreffende Probe ausgesetzt war, das heißt es wird der Effekt der äußeren Formanisotropie, oder wie er auch genannt wird, der Effekt der "magnetischen" Brechung, untersucht. Beide Begriffe sind in der Einleitung erklärt.

In Kapitel 2 wird als Grundlage für diese Untersuchungen berechnet, wie sich die "magnetische" Brechung in einer Halbkugelschale auf die Richtung des Magnetfeldes auswirkt, in dessen Richtung die TRM nach dem Abkühlen der Schale zeigt.

Diese Modellrechnung zeigt, daß neben der Form eines Körpers die Suszeptibilität der wichtigste Parameter für die Richtung des inneren Magnetfeldes ist. In der Theorie ist es einigermaßen leicht, mit einer bestimmten Suszeptibilität einen Effekt zu berechnen. In der Praxis jedoch erscheinen die gefundenen Zusammenhänge oft etwas problematischer, weil sich nicht alle Materialeigenschaften so ohne weiteres messen lassen. Da es sich mit der Suszeptibilität genauso verhält, wurde ein Experiment durchgeführt, das in Kapitel 3 beschrieben ist.

Dazu wurden Ton-Halbkugelschalen hergestellt, die einen bestimmten Prozentsatz an Hämatit enthielten. Anschließend wurden die Ton-Halbkugelschalen, jeweils zusammen mit Platten aus dem gleichen Material, in einem unmagnetischen Ofen gebrannt. Das Innere dieser "Modellöfen", so werden sie bezeichnet, weil sie als Modelle für archäologische Töpferöfen dienen sollen, wurde mit Sägespänen gefüllt, um den schwach magnetischen Hämatit zu einer stärker magnetischen Phase zu reduzieren.

Danach wurden aus den Schalen und Platten Proben erbohrt und die TRM dieser Proben gemessen. Die Richtung der TRM wurde dann mit der berechneten Richtung des inneren Magnetfeldes verglichen. Ergebnis dieses Vergleichs war eine erstaunliche Übereinstimmung beider Richtungen, womit gezeigt werden konnte, daß der Effekt der "magnetischen" Brechung die Hauptursache für die Streuung der Richtung der TRM in dieser Schale sowie auch, wegen der Ähnlichkeit der Systematik der Abweichung, in archäologischen Töpferöfen sein muß.

Um dies zu bestätigen wurden die magnetischen und strukturellen Eigenschaften der Träger der TRM untersucht; die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Kapitel 4 vorgestellt.

Es stellte sich heraus, daß die scheinbare reversible Volumenssuszeptibilität bei der Blockungstemperatur nicht, wie bisher angenommen, als entscheidender Parameter bei der Abschätzung der "magnetischen" Brechung zu betrachten ist, da sie um den Faktor 20 zu klein dafür ist.

Als weiteres Ergebnis dieser Untersuchungen hat sich gezeigt, daß der hauptsächliche Remanenzträger in den untersuchten Proben eine Spinell-Phase ist, mit einer Curietemperatur von rund 560°C , einer spezifischen Sättigungsmagnetisierung (bei Raumtemperatur) von $60 \text{ Am}^2/\text{kg}$ und einer Gitterkonstanten von $8.33 \pm 0.002 \text{ \AA}$. Zusammen mit den Befunden der Mößbauer-Spektroskopie kann man daraus schließen, daß es sich dabei um Maghemit handelt, wobei jedoch noch zu klären wäre, ob es sich hier um einen stöchiometrischen oder einen nicht-stöchiometrischen Maghemit handelt.

Man kann dieselben Spinelle auch in archäologischen Proben finden (Schurr, Becker und Soffel, 1984), was darauf hindeutet, daß die Verwendung von Sägespänen als "Reduktionsmittel" in den "Modellöfen" zu ähnlichen Sauerstoffpartialdruck-Verhältnissen führt, wie sie in archäologischen Töpferöfen zugegen waren. Dies ist jedoch für das Ziel der vorliegenden Arbeit nur von zweitrangiger Bedeutung.

Neben diesem Maghemit wurde im unteren Teil der Bodenplatten ein Titanomagnetit 60 und in allen beprobten Teilen die Ausgangsphase Hämatit als Remanenzträger identifiziert, wobei das

Titan als Verunreinigung im Hämatit enthalten war.

Der fehlende Faktor 20 zur Erklärung der Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment konnte anhand der neuerlichen Ableitung des "magnetischen" Brechungsgesetzes in Kapitel 5 erklärt werden.

Der Fehler, der zur scheinbaren Suszeptibilität als entscheidende Größe in der Abschätzung des Einflusses der "magnetischen" Brechung führte, lag im Übergang der Ableitung des Brechungsgesetzes für eine einphasige Probe auf eine mehrphasige Probe. Bisher wurde der Einfluß der "magnetischen" Brechung mit der scheinbaren Suszeptibilität der betrachteten Proben abgeschätzt, die sich nach folgender Formel berechnet (Stacey & Banerjee, 1974):

$$k_{\text{pschein}} = p \cdot k_{\text{kwahr}} / (1 + N_k \cdot k_{\text{kwahr}}) \quad (6.1)$$

Die neuerliche Ableitung des "magnetischen" Brechungsgesetzes, unter spezieller Betrachtung des Überganges von einer einphasigen auf eine mehrphasige Probe, ergab dagegen für die entscheidende Suszeptibilität, die mit k_{modell} bezeichnet wird, folgende Formel:

$$k_{\text{modell}} = p \cdot k_{\text{kwahr}} \quad (6.2)$$

- Dabei bedeutet: p ... Volumenanteil der magnetischen Phase
- k_{kwahr} ... Materialsuszeptibilität in einem Korn der magnetischen Phase. In der Literatur auch als $k_{\text{intrinsisch}}$ bezeichnet.
- N_k ... mittlerer Entmagnetisierungsfaktor der Körner der magnetischen Phase

Aus der Übereinstimmung zwischen der gemessenen Richtung der

TRM und der berechneten Richtung des inneren Magnetfeldes der Kugelschale folgt, daß $k_{\text{wobb}} \approx \text{ca. } 1.0$ sein muß. Der Volumenanteil p wurde anhand der Messung der spezifischen Sättigungsmagnetisierung bestimmt ($p \approx 0.02$). Somit ergibt sich für k_{wobb} ein Wert von etwa 50. Mit der ebenfalls abgeleiteten Formel für die scheinbare Suszeptibilität, die gemessen werden kann, ergaben sich Werte von $5.14 \cdot 10^{-2}$ bis $7.00 \cdot 10^{-2}$. Die an den Proben tatsächlich gemessenen Werte waren im Bereich von $4.9 \cdot 10^{-2}$ bis $7.3 \cdot 10^{-2}$.

Es konnte also in der vorliegenden Arbeit geklärt werden, warum die TRM in den untersuchten Ton-Halbkugelschalen in ihrer Deklination bis zu $\pm 40^\circ$ und in ihrer Inklinasion bis zu $\pm 15^\circ$ von der Richtung des Erdmagnetfeldes abwich, obwohl nach bisherigen Abschätzungen dafür die Suszeptibilität der Schalen um den Faktor 20 zu gering war.

Zusätzlich wurde eine Methode vorgestellt, den Einfluß der "magnetischen" Brechung anhand der thermischen Entmagnetisierung der einzelnen Proben weitgehend zu beseitigen. Diese Methode nutzt die hohe Curietemperatur und die vergleichsweise sehr kleine Suszeptibilität des Hämatits, der in fast allen archäologischen Proben als primäres Mineral vorkommt.

Diese Methode muß natürlich auch bei Archäo-Intensitätsbestimmungen angewendet werden, auf die in der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen wurde.

Anhang

Dieser Anhang enthält alle Meßwerte der TRM-Messung (mit thermischer Entmagnetisierung) der beiden Schalen. Die Computer-Ausdrucke der Suszeptibilitätsmessung sowie der Messung der Anisotropie der Suszeptibilität und der TRM der restlichen Proben sind im Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München aufbewahrt.

Die Angabe der Intensität der Magnetisierung in den folgenden Listen erfolgt in 10^{-3} A/m.

Schale 1:

	Probe	Intensität	Inklination (°)	Deklination (°)
1	1- 1-0	0.200E+05	67.7	352.9
2	1- 2-0	0.182E+05	65.2	345.5
3	1- 3-0	0.169E+05	63.8	344.9
4	1- 4-0	0.156E+05	62.3	350.3
5	1- 5-0	0.142E+05	59.6	353.4
6	1- 6-0	0.123E+05	58.7	1.8
7	1- 7-0	0.110E+05	61.2	7.7
8	1- 8-0	0.896E+04	63.3	14.0
9	1- 9-0	0.686E+04	62.7	21.1
10	1-10-0	0.836E+04	63.6	27.3
11	1-11-0	0.127E+05	62.8	28.7
12	1-12-0	0.162E+05	66.4	27.3
13	1-13-0	0.182E+05	70.2	17.3
14	1-14-0	0.222E+05	70.3	9.0
15	1-15-0	0.213E+05	68.9	9.1
16	1-16-0	0.233E+05	63.6	344.4
17	1-17-0	0.227E+05	60.0	344.6
18	1-18-0	0.243E+05	56.6	346.9
19	1-19-0	0.259E+05	56.8	354.9
20	1-20-0	0.281E+05	58.8	0.6
21	1-21-0	0.281E+05	62.0	1.0
22	1-22-0	0.251E+05	66.4	0.1
23	1-23-0	0.235E+05	66.0	6.8
24	1-24-0	0.216E+05	69.2	359.0
25	1-25-0	0.202E+05	63.4	350.0
26	1-26-0	0.184E+05	62.9	351.6
27	1-27-0	0.192E+05	58.8	347.5
28	1-28-0	0.182E+05	59.8	358.3
29	1-29-0	0.170E+05	57.5	359.8
30	1-30-0	0.150E+05	58.9	8.6
31	1-31-0	0.138E+05	57.7	14.2
32	1-32-0	0.121E+05	60.7	22.2
33	1-33-0	0.120E+05	62.0	28.8
34	1-34-0	0.130E+05	62.9	35.0
35	1-35-0	0.157E+05	68.3	33.3
36	1-36-0	0.181E+05	71.0	30.6
37	1-37-0	0.200E+05	74.5	22.0
38	1-38-0	0.211E+05	74.8	356.1
39	1-39-0	0.217E+05	69.5	335.7
40	1-40-0	0.215E+05	64.7	336.1
41	1-41-0	0.221E+05	62.0	337.1
42	1-42-0	0.233E+05	56.7	342.1
43	1-43-0	0.237E+05	57.2	347.5
44	1-44-0	0.242E+05	57.5	351.5
45	1-45-0	0.239E+05	61.1	356.9
46	1-46-0	0.235E+05	62.4	358.4
47	1-47-0	0.228E+05	63.1	2.7
48	1-48-0	0.234E+05	65.0	353.5

49	1-49-0	0.212E+05	62.2	357.2
50	1-50-0	0.209E+05	61.1	352.4
51	1-51-0	0.213E+05	58.4	351.3
52	1-52-0	0.206E+05	57.9	0.1
53	1-53-0	0.193E+05	58.2	5.2
54	1-54-0	0.180E+05	57.0	12.1
55	1-55-0	0.164E+05	57.7	18.6
56	1-56-0	0.155E+05	61.0	25.9
57	1-57-0	0.157E+05	62.6	32.7
58	1-58-0	0.159E+05	64.6	36.2
59	1-59-0	0.166E+05	67.5	38.7
60	1-60-0	0.176E+05	73.7	36.4
61	1-61-0	0.188E+05	77.0	23.3
62	1-62-0	0.229E+05	81.6	348.6
63	1-63-0	0.200E+05	70.2	328.8
64	1-64-0	0.202E+05	64.5	328.3
65	1-65-0	0.216E+05	60.8	333.0
66	1-66-0	0.218E+05	57.1	337.5
67	1-67-0	0.216E+05	54.6	344.4
68	1-68-0	0.219E+05	58.0	345.0
69	1-69-0	0.217E+05	57.8	353.4
70	1-70-0	0.220E+05	58.7	354.2
71	1-71-0	0.220E+05	61.0	356.2
72	1-72-0	0.215E+05	61.4	349.2
73	1-73-0	0.239E+05	58.8	356.4
74	1-74-0	0.273E+05	57.3	357.8
75	1-75-0	0.260E+05	54.4	353.9
76	1-76-0	0.250E+05	55.2	4.7
77	1-77-0	0.230E+05	53.4	7.2
78	1-78-0	0.209E+05	55.2	18.0
79	1-79-0	0.204E+05	57.8	27.2
80	1-80-0	0.204E+05	58.6	24.9
81	1-81-0	0.188E+05	60.7	33.5
82	1-82-0	0.187E+05	64.4	38.4
83	1-83-0	0.180E+05	68.9	40.9
84	1-84-0	0.189E+05	73.5	35.2
85	1-85-0	0.198E+05	76.5	16.1
86	1-86-0	0.192E+05	75.8	346.5
87	1-87-0	0.201E+05	70.5	332.4
88	1-88-0	0.226E+05	62.4	330.4
89	1-89-0	0.254E+05	60.3	332.5
90	1-90-0	0.247E+05	55.5	338.5
91	1-91-0	0.239E+05	58.0	338.7
92	1-92-0	0.249E+05	57.8	323.8
93	1-93-0	0.250E+05	55.6	351.4
94	1-94-0	0.250E+05	56.4	15.3
95	1-95-0	0.242E+05	58.3	348.7
96	1-96-0	0.247E+05	58.4	358.8

Schale 2:

	Probe	Intensität	Inklination (°)	Deklination (°)
1	2- 1-0	0.119E+05	77.7	5.5
2	2- 2-0	0.118E+05	78.2	347.9
3	2- 3-0	0.118E+05	73.2	340.6
4	2- 4-0	0.126E+05	66.8	333.1
5	2- 5-0	0.135E+05	68.8	340.1
6	2- 6-0	0.131E+05	65.9	342.8
7	2- 7-0	0.132E+05	66.0	358.5
8	2- 8-0	0.135E+05	63.6	5.4
9	2- 9-0	0.140E+05	65.5	8.9

10	2-10-0	0.131E+05	65.9	11.9
11	2-11-0	0.123E+05	68.5	12.5
12	2-12-0	0.116E+05	70.6	6.8
13	2-13-0	0.957E+04	68.0	5.8
14	2-14-0	0.528E+04	67.3	350.5
15	2-15-0	0.171E+04	68.6	352.8
16	2-16-0	0.115E+04	61.7	356.4
17	2-17-0	0.110E+04	61.9	358.4
18	2-18-0	0.122E+04	57.7	355.7
19	2-19-0	0.152E+04	63.8	5.5
20	2-20-0	0.507E+04	63.7	2.2
21	2-21-0	0.104E+05	65.0	11.0
22	2-22-0	0.127E+05	66.5	13.3
23	2-23-0	0.125E+05	72.0	11.7
24	2-24-0	0.122E+05	74.2	1.4
25	2-25-0	0.124E+05	71.2	357.5
26	2-26-0	0.124E+05	70.5	353.1
27	2-27-0	0.119E+05	68.7	351.8
28	2-28-0	0.122E+05	67.4	353.7
29	2-29-0	0.128E+05	67.3	3.0
30	2-30-0	0.129E+05	68.1	7.1
31	2-31-0	0.124E+05	66.6	13.1
32	2-32-0	0.124E+05	64.7	21.1
33	2-33-0	0.120E+05	67.4	26.6
34	2-34-0	0.121E+05	70.4	28.6
35	2-35-0	0.116E+05	75.8	21.4
36	2-36-0	0.111E+05	75.2	16.8
37	2-37-0	0.107E+05	74.8	360.0
38	2-38-0	0.955E+04	72.1	350.2
39	2-39-0	0.702E+04	67.1	346.2
40	2-40-0	0.381E+04	64.3	348.4
41	2-41-0	0.218E+04	60.2	351.1
42	2-42-0	0.285E+04	60.5	351.4
43	2-43-0	0.594E+04	60.2	357.0
44	2-44-0	0.104E+05	61.9	0.0
45	2-45-0	0.126E+05	62.8	5.5
46	2-46-0	0.130E+05	67.7	2.1
47	2-47-0	0.129E+05	68.2	0.5
48	2-48-0	0.124E+05	69.8	0.3
49	2-49-0	0.131E+05	65.7	355.2
50	2-50-0	0.129E+05	65.4	356.8
51	2-51-0	0.125E+05	63.0	354.9
52	2-52-0	0.127E+05	60.0	352.6
53	2-53-0	0.131E+05	63.3	5.7
54	2-54-0	0.131E+05	61.1	9.9
55	2-55-0	0.136E+05	62.1	18.8
56	2-56-0	0.127E+05	62.5	26.0
57	2-57-0	0.126E+05	65.9	30.8
58	2-58-0	0.125E+05	66.6	34.1
59	2-59-0	0.121E+05	72.1	32.0
60	2-60-0	0.121E+05	76.3	20.1
61	2-61-0	0.115E+05	75.4	10.3
62	2-62-0	0.115E+05	72.8	346.7
63	2-63-0	0.104E+05	69.4	344.6
64	2-64-0	0.966E+04	67.1	345.8
65	2-65-0	0.871E+04	61.2	347.2
66	2-66-0	0.982E+04	67.8	335.4
67	2-67-0	0.112E+05	61.0	352.5
68	2-68-0	0.127E+05	62.3	353.9
69	2-69-0	0.133E+05	63.9	355.4
70	2-70-0	0.134E+05	64.8	354.6

71	2-71-0	0.135E+05	64.9	359.2
72	2-72-0	0.134E+05	66.0	352.0
73	2-73-0	0.132E+05	62.2	352.2
74	2-74-0	0.122E+05	59.0	346.0
75	2-75-0	0.123E+05	58.1	354.7
76	2-76-0	0.121E+05	56.9	355.7
77	2-77-0	0.129E+05	55.7	3.9
78	2-78-0	0.130E+05	57.9	11.4
79	2-79-0	0.133E+05	57.6	16.8
80	2-80-0	0.120E+05	59.3	28.2
81	2-81-0	0.120E+05	65.9	29.2
82	2-82-0	0.112E+05	65.8	37.4
83	2-83-0	0.114E+05	72.3	34.1
84	2-84-0	0.109E+05	77.3	25.2
85	2-85-0	0.109E+05	74.4	4.9
86	2-86-0	0.111E+05	71.8	357.6
87	2-87-0	0.110E+05	69.7	339.3
88	2-88-0	0.100E+05	64.8	340.5
89	2-89-0	0.974E+04	60.7	340.1
90	2-90-0	0.110E+05	57.9	346.7
91	2-91-0	0.117E+05	58.4	345.0
92	2-92-0	0.120E+05	58.9	346.8
93	2-93-0	0.118E+05	59.1	352.5
94	2-94-0	0.120E+05	52.4	346.1
95	2-95-0	0.126E+05	57.6	346.9
96	2-96-0	0.127E+05	62.3	352.2

Thermische Entmagnetisierung der Proben S2-1 bis S2-6

	Probe	Temperatur (°C)	Intensität	Inkl. (°)	Dekl. (°)
1	2- 1-0	NRM	0.119E+05	77.7	5.5
2	2- 1-0	200	0.118E+05	75.4	349.1
3	2- 1-0	300	0.117E+05	75.2	352.7
4	2- 1-0	400	0.108E+05	74.5	348.9
5	2- 1-0	450	0.104E+05	74.2	354.6
6	2- 1-0	500	0.878E+04	74.5	352.2
7	2- 1-0	520	0.779E+04	75.0	354.7
8	2- 1-0	540	0.571E+04	74.4	349.0
9	2- 1-0	560	0.545E+04	74.6	348.4
10	2- 1-0	580	0.848E+03	73.6	356.6
11	2- 1-0	600	0.281E+03	71.5	1.2
12	2- 1-0	620	0.576E+02	78.5	41.2
13	2- 2-0	NRM	0.118E+05	78.2	347.9
14	2- 2-0	200	0.118E+05	74.9	345.5
15	2- 2-0	300	0.119E+05	73.8	342.1
16	2- 2-0	400	0.110E+05	73.6	343.9
17	2- 2-0	450	0.105E+05	73.6	345.3
18	2- 2-0	500	0.924E+04	73.4	343.6
19	2- 2-0	520	0.756E+04	72.8	340.3
20	2- 2-0	540	0.717E+04	73.0	341.9
21	2- 2-0	560	0.680E+04	72.3	338.6
22	2- 2-0	580	0.372E+04	74.0	343.1
23	2- 2-0	600	0.599E+03	71.7	349.5
24	2- 2-0	620	0.111E+03	75.8	345.5
25	2- 3-0	NRM	0.118E+05	73.2	340.6
26	2- 3-0	200	0.120E+05	71.1	340.1
27	2- 3-0	300	0.119E+05	72.1	345.5
28	2- 3-0	400	0.111E+05	70.1	341.4
29	2- 3-0	450	0.106E+05	69.8	340.6
30	2- 3-0	500	0.929E+04	70.1	341.6
31	2- 3-0	520	0.757E+04	70.6	341.5

32	2- 3-0	540	0.655E+04	69.4	339.0
33	2- 3-0	560	0.606E+04	69.4	338.5
34	2- 3-0	580	0.357E+03	71.3	351.4
35	2- 3-0	600	0.354E+03	72.4	343.8
36	2- 3-0	620	0.137E+03	66.7	2.6
37	2- 4-0	NRM	0.126E+05	66.8	333.1
38	2- 4-0	200	0.128E+05	64.6	336.7
39	2- 4-0	300	0.129E+05	66.3	340.0
40	2- 4-0	400	0.119E+05	64.1	338.2
41	2- 4-0	450	0.111E+05	64.3	338.4
42	2- 4-0	500	0.959E+04	64.3	338.8
43	2- 4-0	520	0.831E+04	64.7	338.9
44	2- 4-0	540	0.759E+04	64.3	337.9
45	2- 4-0	560	0.590E+04	63.5	337.4
46	2- 4-0	580	0.117E+04	65.9	338.6
47	2- 4-0	600	0.640E+02	64.3	355.8
48	2- 4-0	620	0.694E+02	65.8	0.9
49	2- 5-0	NRM	0.135E+05	68.8	340.1
50	2- 5-0	200	0.138E+05	67.4	344.8
51	2- 5-0	300	0.136E+05	66.1	344.7
52	2- 5-0	400	0.128E+05	63.6	344.4
53	2- 5-0	450	0.117E+05	64.9	345.4
54	2- 5-0	500	0.936E+04	65.3	344.5
55	2- 5-0	520	0.869E+04	64.5	344.1
56	2- 5-0	540	0.738E+04	65.9	344.6
57	2- 5-0	560	0.458E+04	64.3	342.7
58	2- 5-0	580	0.132E+03	73.1	335.0
59	2- 5-0	600	0.834E+02	60.9	0.6
60	2- 5-0	620	0.381E+02	69.7	17.8
61	2- 6-0	NRM	0.131E+05	65.9	342.8
62	2- 6-0	200	0.133E+05	62.7	349.9
63	2- 6-0	300	0.134E+05	64.6	351.3
64	2- 6-0	400	0.124E+05	62.6	351.0
65	2- 6-0	450	0.113E+05	64.7	351.8
66	2- 6-0	500	0.103E+05	63.3	351.6
67	2- 6-0	520	0.914E+04	64.1	351.5
68	2- 6-0	540	0.607E+04	62.2	351.0
69	2- 6-0	560	0.324E+04	62.8	350.6
70	2- 6-0	580	0.189E+04	62.5	348.0
71	2- 6-0	600	0.936E+03	64.5	346.9
72	2- 6-0	620	0.763E+02	64.4	356.8

Thermische Entmagnetisierung der Proben S2-7 bis S2-12

1	2- 7-0	NRM	0.132E+05	66.0	358.5
2	2- 7-0	200	0.132E+05	64.5	2.4
3	2- 7-0	300	0.133E+05	65.2	0.3
4	2- 7-0	400	0.123E+05	65.6	1.4
5	2- 7-0	450	0.115E+05	66.0	0.5
6	2- 7-0	500	0.971E+04	64.9	0.9
7	2- 7-0	520	0.888E+04	64.5	1.0
8	2- 7-0	540	0.685E+04	63.8	0.6
9	2- 7-0	560	0.491E+04	64.2	0.0
10	2- 7-0	580	0.154E+04	63.8	358.6
11	2- 7-0	600	0.473E+03	65.2	354.4
12	2- 7-0	620	0.668E+02	62.4	9.4
13	2- 8-0	NRM	0.135E+05	63.6	5.4
14	2- 8-0	200	0.136E+05	61.4	8.1
15	2- 8-0	300	0.136E+05	61.0	8.6
16	2- 8-0	400	0.125E+05	60.9	7.6
17	2- 8-0	450	0.114E+05	60.2	7.4

18	2- 8-0	500	0.892E+04	60.3	8.7
19	2- 8-0	520	0.800E+04	59.9	8.9
20	2- 8-0	540	0.722E+04	60.0	7.4
21	2- 8-0	560	0.473E+04	59.8	5.3
22	2- 8-0	580	0.280E+04	60.2	4.4
23	2- 8-0	600	0.140E+03	58.8	9.2
24	2- 8-0	620	0.101E+03	62.7	8.1
25	2- 9-0	NRM	0.140E+05	65.5	8.9
26	2- 9-0	200	0.139E+05	65.0	14.8
27	2- 9-0	300	0.139E+05	64.5	13.8
28	2- 9-0	400	0.121E+05	64.6	16.4
29	2- 9-0	450	0.112E+05	64.1	15.6
30	2- 9-0	500	0.813E+04	63.7	15.5
31	2- 9-0	520	0.794E+04	63.0	16.0
32	2- 9-0	540	0.570E+04	63.7	14.2
33	2- 9-0	560	0.383E+04	63.1	13.4
34	2- 9-0	580	0.259E+03	63.7	8.9
35	2- 9-0	600	0.696E+02	60.0	5.3
36	2- 9-0	620	0.679E+02	64.6	13.0
37	2-10-0	NRM	0.131E+05	65.9	11.9
38	2-10-0	200	0.131E+05	65.9	16.8
39	2-10-0	300	0.130E+05	67.0	17.0
40	2-10-0	400	0.115E+05	65.3	19.5
41	2-10-0	450	0.974E+04	66.7	17.5
42	2-10-0	500	0.830E+04	66.4	18.0
43	2-10-0	520	0.661E+04	65.4	18.7
44	2-10-0	540	0.419E+04	66.1	16.8
45	2-10-0	560	0.529E+03	65.6	10.6
46	2-10-0	580	0.142E+03	62.6	12.1
47	2-10-0	600	0.134E+03	62.0	359.3
48	2-10-0	620	0.123E+03	67.4	7.6
49	2-11-0	NRM	0.123E+05	68.5	12.5
50	2-11-0	200	0.122E+05	67.6	19.1
51	2-11-0	300	0.120E+05	69.8	15.9
52	2-11-0	400	0.105E+05	68.1	20.0
53	2-11-0	450	0.920E+04	68.8	18.8
54	2-11-0	500	0.773E+04	68.4	19.0
55	2-11-0	520	0.535E+04	67.7	20.2
56	2-11-0	540	0.416E+04	68.1	19.6
57	2-11-0	560	0.161E+04	67.7	15.6
58	2-11-0	580	0.407E+03	67.5	8.3
59	2-11-0	600	0.202E+03	64.1	4.8
60	2-11-0	620	0.739E+02	61.6	352.1
61	2-12-0	NRM	0.116E+05	70.6	6.8
62	2-12-0	200	0.115E+05	70.5	11.8
63	2-12-0	300	0.113E+05	70.9	10.2
64	2-12-0	400	0.981E+04	71.7	7.8
65	2-12-0	450	0.856E+04	71.7	9.0
66	2-12-0	500	0.667E+04	71.7	8.6
67	2-12-0	520	0.556E+04	70.2	16.0
68	2-12-0	540	0.406E+04	71.4	7.5
69	2-12-0	560	0.236E+04	69.6	14.1
70	2-12-0	580	0.173E+03	68.7	4.6
71	2-12-0	600	0.102E+03	62.7	3.1
72	2-12-0	620	0.333E+02	69.1	342.8

Literaturverzeichnis

- Aitken, M.J.: Archaeomagnetism. In: Physics and Archaeology. Sec. Ed., Oxford, 1974.
- Bucha, V.: Archaeomagnetic dating. In: Dating techniques for the Archaeologist. Ed. by H.N. Michael and E.K. Ralph. Cambridge, Massachusetts; M.I.T. Press, 1971.
- Bücker, Ch.: Gesteinsmagnetische Untersuchungen an Basaltgängen in Rio Grande do Norte, Nordost-Brasilien. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München, 1983.
- Butler, R.F. and S.K. Banerjee: Single domain grain size limits for metallic iron. J. Geophys. Res., 80, 252 - 259, 1975.
- Coe, R.S.: The effect of shape-anisotropy on TRM-direction. Geophys. J.R. astr. Soc. 56, 369 - 383, 1979.
- Dunlop, D.J.: Thermal enhancement of magnetic susceptibility. J. Geophys. 40, 439 - 451, 1974.
- Dzyaloshinsky, I.E.: A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics. J. Phys. Chem. Solids 4, 241 - 255, 1958.
- Fisher, R.A.: Dispersion on a sphere. Proc. R. Soc. Ser. A 217, 295 - 305, 1953.
- Hrouda, F.: Magnetic anisotropy of rocks and its application in Geology and Geophysics. Geophysical Surveys 5, 37 - 82, 1982.
- Jelinek, V.: The statistical theory of measuring anisotropy of rocks and its application. Geofyzika, Brno; 1977.

- Jelinek, V.: Statistical processing of anisotropy of magnetic susceptibility measured on groups of specimens. *Studia geoph. et geol.* 22, 50 - 62, 1978.
- Jelinek, V. and M. Frankova: Program ANISO 10. *Geofyzika*, Brno; 1977.
- Le Borgne, E.: Susceptibilité magnétique anormale du sol superficiel. *Ann. Geophys.* 11, 399 - 419, 1955.
- Moskowitz, B.M.: Methods for estimating Curie-Temperatures of Titanomagnetites from experimental J_s -(T) data. *Earth. Planet. Sci. Letters* 53, 84 - 88, 1981.
- Parry, L.G.: Shape-related factors in the magnetization of immobilized Magnetite particles. *Phys. Earth Planet. Interiors* 22, 144 - 154, 1980.
- Petersen, N.: Untersuchungen magnetischer Eigenschaften von Titanomagnetiten des Rauhen Kulm in Verbindung mit mikroskopischer und elektronenmikroskopischer Betrachtung. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München, 1961.
- Schurr, K.: Archäomagnetische Untersuchungen an Feuerstellen aus Mannheim-Wallstadt und Öfen von Herrenchiemsee. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München, 1983.
- Schurr, K., H. Becker and H.C. Soffel: Archaeomagnetic study of medieval fireplaces at Mannheim-Wallstadt and ovens from Herrenchiemsee (southern Germany) and the problem of magnetic refraction. *J. Geophys.* 56, 1 - 8, 1984.

- Stacey, F.D. and S.K. Banerjee: The physical principles of rock magnetism. In: Developments in Solid Earth Geophysics, Elsevier Scientific Publ. Co., Amsterdam, London, New York, 1974.
- Strangway, D.W.: Magnetic properties of Diabase Dikes. J. Geophys. Res. 66, 3021 - 32, 1961.
- Tarling, D.H., N.B. Hammo and W.S. Downey: The scatter of magnetic directions in archaeomagnetic studies. Geophysics 51(3), 1986.
- Thellier, E.: Sur la direction du champ magnétique terrestre, en France, durant les deux derniers millénaires. Phys. Earth Planet. Interiors 24, 89 - 132, 1981.
- Uyeda, S., M.D. Fuller, J.C. Belshé and R.W. Girdler: Anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and minerals. J. Geophys. Res. 68, 279 - 91, 1963.
- Vogt, P.R.: Can Demagnetization explain Seamount Drift? Nature 224, 574 - 6, 1969.
- Wagner, U.: persönliche Mitteilung, 1985.
- Winhard, H.: Bestimmung der Art der Platznahme von Basalten mit Hilfe der Anisotropie der magnetischen Suszeptibilität, Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München, 1983.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München angefertigt.

An erster Stelle gilt dem Leiter dieses Institutes, Herrn Prof. Dr. H.C. Soffel, mein besonders herzlicher Dank für die Betreuung der Arbeit, die Bereitstellung eines Arbeitsplatzes und für das in mich gesetzte Vertrauen.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister möchte ich für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit danken.

Herrn Dr. H. Becker gilt mein Dank dafür, daß er in mir das Interesse am Archäomagnetismus erweckte.

Herrn Prof. Dr. N. Petersen danke ich für seinen Einsatz, mit dem er die Errichtung des Magnetiklabors in Niederlippach ermöglichte.

Bei Herrn Prof. Dr. A. Schult möchte ich mich für seine ständige Hilfsbereitschaft in den verschiedensten Angelegenheiten bedanken.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Gesteinsmagnetismus, allen voran Herrn Dr. E. Appel, möchte ich nicht nur für ihre Diskussionsbereitschaft, sondern auch für ihre kritischen und damit wertvollen Hinweise danken.

Ein herzliches Dankeschön gilt Frau Dr. U. Wagner für die Durchführung von mößbauerspektroskopischen Messungen sowie Herrn Dr. N. Vali für die Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop.

Den Mitgliedern der Institutswerkstatt danke ich ganz herzlich für die sorgfältigste Durchführung aller, selbst der ungewöhnlichsten Aufträge.

Ohne Frau Barbara Holzapfel und die Belegschaft der Töpferei Seliger in der Eichenau wäre aus dieser Arbeit wohl überhaupt nichts geworden, deshalb ein riesiges Dankeschön für die schwierige Herstellung meiner "Modellöfen".

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft fühle ich mich für die finanzielle Förderung des Vorhabens zu Dank verpflichtet.

Zu guter Letzt gebührt mein Dank meiner Frau Dorothea, die zuweilen längere Zeit auf meine Anwesenheit verzichten mußte.

Lebenslauf

Name: Kurt S c h u r r

Geburtstag: 27. 08. 1956

Geburtsort: Göppingen

Staatsangehörigkeit: deutsch

Familienstand: verheiratet

Schulbildung: - Grundschule Söhnstetten,
Frühjahr 1963 bis Herbst 1966
- Hellenstein-Gymnasium Heidenheim/Brenz,
9.12.1966 bis 13.05.1975

Schulabschluß: - Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst: - 1.7.1975 bis 30.6.1977

Studium: - ab 2.11.1977 Studium der Geophysik an der
Ludwig-Maximilians-Universität München
- am 17.12.1979 Vordiplom im Fach Geophysik
- im Juli 1982 mündliche Diplom-Hauptprüfung
- vom 15.8.1982 bis 26.5.1983 Diplomarbeit
am Institut für Allgemeine und Angewandte
Geophysik der LMU-München mit dem Thema:
Archäomagnetische Untersuchungen an
Feuerstellen aus Mannheim-Wallstadt und
Öfen von Herrenchiemsee
- am 22.6.1983 Diplom im Fach Geophysik

Berufspraxis: - seit 26.7.1983 als wissenschaftlicher
Mitarbeiter am Institut für Allgemeine und
Angewandte Geophysik der LMU-München,
Arbeitsgruppe Gesteinsmagnetismus

Veröffentlichungen: - Schurr, K., H. Becker and H.C. Soffel:
Archaeomagnetic study of medieval fire-
places at Mannheim-Wallstadt and ovens
from Herrenchiemsee (southern Germany) and
the problem of magnetic refraction.
J. Geophys. 56, 1 - 8, 1984.

